ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 20 FÉVRIER 1939.

PRÉSIDENCE DE M. GEORGES PERRIER.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ASSOCIATION DE DOCUMENTATION BIBLIOTHÈQUE 82, Rue Taitbout, 82

Notice nécrologique sur LOUIS FABRY, par M. **GASTON FAYET** (¹).

Né à Marseille, le 20 avril 1862, **LOUIS FABRY** avait manifesté, alors qu'il suivait encore les cours du lycée, un vif penchant pour les études astronomiques. À sa sortie de l'École polytechnique, où il avait été reçu très jeune, il subit brillamment, en une seule année, les examens des deux licences de mathématiques et de physique. En 1884 il obtient son admission à l'École d'Astronomie qui existait alors à l'Observatoire de Paris et comportait un stage dans les divers services d'observation et de calcul. Dès 1885, chargé d'essayer, pour la recherche des comètes, le premier équatorial coudé (système Loewy) installé en France, il découvre, le 1er décembre, une comète nouvelle qui devient bientôt visible à l'œil nu et peut être suivie pendant plus de sept mois.

Nommé, à la fin de 1886, au bel Observatoire que venait de créer le généreux mécène, R. Bischoffsheim, le jeune astronome est chargé par le directeur, Perrotin, d'installer le grand cercle méridien Brünner, puis d'observer avec cet instrument ; il procède, en particulier, au travail long et délicat qu'exige la détermination précise des erreurs de division du cercle. De 1887 à 1889, il effectue de nombreuses observations méridiennes d'étoiles de comparaison et de couples du catalogue W. Struve.

En 1890 Louis Fabry obtient sa nomination à l'Observatoire installé dans sa ville natale, établissement qu'il n'a plus quitté jusqu'à l'âge de la retraite. Pendant ces quelque trente-cinq ans, non seulement il a dirigé

(¹) Séance du 13 février 1939.

successivement les principaux services d'observation, y compris celui concernant la séismologie, mais il consacra une grande partie de son activité aux recherches de mécanique céleste appliquée, pour lesquelles il possédait de remarquables aptitudes.

Ses études portent principalement sur les problèmes touchant les orbites de comètes ou de petites planètes.

La question de l'origine des comètes préoccupe les astronomes et les physiciens depuis les temps les plus reculés. Ces astres, qui passent à notre voisinage, viennent-ils, en effet, de l'espace sidéral ou appartiennent-ils à notre système solaire?

Lorsque L. Fabry aborde ce problème, en 1893, les deux hypothèses ont d'ardents et éminents partisans; notre collègue décide de reprendre l'examen des arguments donnés jusqu'alors en faveur de l'une ou l'autre des deux théories et de les soumettre à un calcul mathématique minutieux. C'est l'objet de la thèse qu'il soutient peu après devant la Faculté des Sciences de Paris, dans un Mémoire intitulé *Étude sur la probabilité des comètes hyperboliques et l'origine des comètes*. Après un exposé critique des travaux antérieurs, il ajoute d'importants résultats nouveaux et parvient à la conclusion suivante : « L'absence d'orbites fortement hyperboliques, parmi les comètes que nous voyons de la Terre, est inexplicable dans la théorie qui fait venir ces astres des espaces interstellaires et les rattache au monde des étoiles; en conséquence, cette hypothèse doit être rejetée et les comètes doivent être considérées comme des membres du Système solaire ».

Toutefois ces conclusions n'avaient pas encore convaincu la totalité des astronomes, parce que le calcul donne, pour plusieurs comètes, des orbites légèrement hyperboliques. On commença donc à étudier également le problème de l'origine des comètes par l'examen direct des orbites et le calcul très précis de leurs excentricités antérieures à l'apparition. La question parut suffisamment digne d'intérêt à l'Académie des Sciences pour que celle-ci mît au concours, pour 1905, la solution du problème suivant : « Il existe une dizaine de comètes dont l'orbite, pendant la période de visibilité, s'est montrée de nature hyperbolique. Rechercher, en remontant dans le passé et en tenant compte des perturbations des planètes, s'il en était ainsi avant l'arrivée de ces comètes dans le Système solaire ».

Les deux Mémoires remis (et d'ailleurs couronnés tous deux), dont l'un dû à Louis Fabry, se trouvèrent d'accord pour confirmer pleinement les résultats obtenus dans la Thèse de notre Collègue : les orbites de toutes les comètes connues sont, à l'origine, paraboliques ou elliptiques.

Les premières études de L. Fabry sur les petites planètes remontent à 1885, époque à laquelle l'augmentation rapide des découvertes contraint à envisager des méthodes plus rapides pour le calcul de leurs orbites.

Il s'agissait, en premier lieu, de simplifier la confection des éphémérides : dans ce but L. Fabry a donné des Tables fort utiles permettant de conclure facilement l'anomalie vraie de l'anomalie moyenne, sans passer par l'anomalie excentrique; le rayon vecteur s'en déduit ensuite rapidement. Ces tables, qui ont rendu de grands services, ont permis à l'auteur et au bureau de calculs qu'il avait organisé à l'Observatoire de Marseille, de publier plusieurs milliers d'éphémérides.

L. Fabry élabora, un peu plus tard, un procédé ingénieux pour rectifier les éphémérides, en modifiant uniquement l'anomalie moyenne. Véritable précurseur, il insistait, il y a déjà plus de 30 ans, sur les grands avantages dont pourraient profiter les calculs astronomiques lorsque seraient suffisamment perfectionnées les machines à calculer.

Les astronomes éprouvent fréquemment de sérieuses difficultés pour identifier les petites planètes trouvées visuellement ou sur les clichés. On doit à L. Fabry une méthode simple et efficace qui donne la possibilité, avec deux observations approchées, de reconnaître un astéroïde par un calcul facile exécuté avec peu de décimales. Cette méthode a d'ailleurs été expérimentée avec succès dans des cas particulièrement difficiles.

Parmi les nombreux Mémoires que l'on doit encore à notre Confrère, je me contente de citer une nouvelle méthode pour le calcul des orbites des planètes et une étude sur les perturbations dans les orbites circulaires.

Quatre fois lauréat de l'Académie des Sciences, Louis Fabry a été élu Correspondant pour notre Section d'Astronomie, le 3 mars 1919.

C'est avec une profonde tristesse que je rends ce bien modeste hommage à la mémoire de l'éminent Confrère, de l'excellent Collègue, dont j'ai pu, au cours de très cordiales relations qui ont duré presque un demi-siècle, apprécier toute la bienveillance et la si haute valeur morale.

Notice nécrologique sur M. Marcel Godchot, par M. **Marcel Delépine**.

C'est avec une surprise douloureuse que l'Académie apprit la mort de **Marcel Godchot**, élu Correspondant pour la Section de Chimie le 17 février 1936. Notre Confrère, né le 11 octobre 1879, à Baccarat, n'avait pas encore la soixantaine.

La vie de Godchot a été consacrée constamment au service de la Chimie, et cela suivant un rythme marqué de successives et régulières ascensions. Ses études secondaires terminées, Godchot entra comme élève à l'Institut de Chimie de Nancy; en 1903 il en sortait avec le titre d'Ingénieur-Chimiste. Aussitôt il entra comme préparateur chez notre Confrère Émile Jungfleisch et resta chez lui jusqu'en 1908; ses aptitudes exceptionnelles étaient de celles dont un maître compréhensif ne demande qu'à favoriser l'essor, de sorte que, tout en travaillant avec Jungfleisch, Godchot put parachever sa licence d'enseignement et préparer une thèse de Doctorat ès-sciences d'État, qu'il soutint en 1907, sur les hydrures d'anthracène.

Dès lors, la carrière universitaire de Godchot se déroule avec rapidité : en 1908 il est appelé à Montpellier comme chargé de Cours de Chimie appliquée à la Faculté des Sciences; la même année il est nommé maître de Conférences et, en 1919, professeur titulaire. Deux ans plus tard, ses collègues de la Faculté des Sciences le choisirent comme doyen et, depuis, lui renouvelèrent toujours leur confiance et leur estime en le maintenant à leur tête. C'est que Godchot était non seulement un éminent savant, mais un organisateur de premier plan. A titre de doyen et de professeur de chimie, il fut chargé de la réédification de l'Institut de Chimie de Montpellier, qu'il dirigeait depuis 1926. Il a conçu pour cet établissement des plans qui ne lui ont valu que des éloges lors de l'inauguration en 1935; c'est à la fois un magnifique bâtiment pour l'enseignement et pour la recherche scientifique, grâce aux installations très modernes dont il a été doté.

L'œuvre scientifique de Godchot se rattache essentiellement à la chimie organique. Ce furent tout d'abord, vers 1904, avec Jungfleisch, des recherches sur les acides lactiques, racémique et actif, ainsi que sur les dilactides, les acides dilactyliques, puis sa thèse sur les hydrures d'anthracène. Dans ce dernier travail, Godchot, appliquant les méthodes d'hydrogénation de Sabatier et Senderens, put obtenir le tétradécahydrure, l'octohydrure et le tétrahydrure, suivant que la température était de 175°, de 200° ou de 260°. L'hydruration est d'autant plus accentuée que la température est plus basse.

Ce premier contact avec les hydrures cycliques devait lier Godchot à un thème dont il a multiplié les développements, la chimie des composés hydrocycliques. Ce fut le sujet de prédilection autour duquel, seul ou avec de nombreux élèves, dont il sut s'entourer à Montpellier, il orienta la plupart de ses travaux. Nous ne pouvons en donner qu'une esquisse des plus sommaires.

Série cyclopentanique, avec Taboury; série cyclopentanique encore, série cyclohexanique, cycloheptanique, cyclooctanique, avec Bedos, Mlle Cauquil, Mousseron, sont abordées. Ce fut un travail considérable, car les matières de départ sont plutôt rares et coûteuses. De ces diverses substances, plus ou moins méthylées, on dérive des alcools, des diols, des époxydes, des halogéno-hydrines, des aminoalcools, des hydroxy-acides etc. Les recherches sont poussées à leur fin la plus parfaite par le dédoublement optique des racémiques, ce qui permet d'établir la configuration *cis* ou *trans* de la plupart d'entre eux. La conception et l'orientation de ces travaux nécessitaient beaucoup de science, beaucoup de suite et d'habileté, car on y observe, en plus, des transpositions qu'il faut ensuite démontrer. Citons encore l'obtention des *bis*-tétraméthylène et *bis*-pentaméthylène-pyrazines et des pipérazines correspondantes dont on a pu isoler trois formes isomériques. D'autres recherches se rapportent à des hydrogénations variées, triphénylméthane, anhydride-phtalique etc.

Cet ensemble démontre la maîtrise de Godchot; aussi l'Académie en avait-elle reconnu la grande valeur en le récompensant par l'attribution du prix Jecker, puis en choisissant Godchot comme Correspondant; elle voulut ainsi marquer sa haute estime envers ce chercheur infatigable qui avait su créer et maintenir en province un centre de travail des plus intenses et des plus productifs.

L'Académie s'associe au deuil qui vient de frapper l'Université de Montpellier, les élèves et les collaborateurs de Godchot. Elle présente à Mme Godchot et à sa famille l'expression de ses sentiments de condoléances les plus émus.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *L'inulogenèse chez les plantes annuelles.* Note de M. HENRI COLIN et Mlle MARIE-MADELEINE CHOLLET.

L'inuline est tellement répandue dans la famille des Composées qu'on regarde comme des singularités les quelques plantes qui en sont dépourvues sous notre climat. Ce sont toutes des espèces annuelles, telles que *Senecio vulgaris*, *Helianthus annuus*, *Artemisia annua* etc.

Rien par ailleurs ne les sépare d'une façon péremptoire des autres espèces de même genre et il ne viendrait à l'idée de personne de créer pour les Soleils annuels un genre spécial. Hélianthes vivaces et annuels sont des plantes voisines en dépit de l'absence d'inuline dans ces derniers; les uns

peuvent vivre exclusivement de la sève des autres comme le montrent les expériences de greffage, la plupart ont 17 chromosomes, quelques-uns, tous vivaces, dont le Topinambour, en ont 51 ; il n'a jamais été question d'un dispositif cytologique quelconque en rapport avec l'inulogenèse. C'est à se demander si l'absence d'inuline, dans les Composées annuelles, est autre chose qu'une adaptation, un état physiologique susceptible d'être modifié plus ou moins.

Aucun des artifices auxquels on a recours en pareil cas ne nous a permis jusqu'alors de provoquer la formation d'inuline dans le Soleil annuel ; ni décortication, ni marcottage, ni injections de sucres, nulle sorte de greffe, pas davantage l'ablation précoce des bourgeons floraux.

Le Seneçon commun se montre un peu moins réfractaire. Le suc de la plante, racine et tige, est normalement dextrogyre, sans autre glucide soluble que du saccharose et un peu de sucre réducteur; la suppression des fleurs entraîne le plus souvent un changement de signe optique. Le pouvoir rotatoire global des glucides solubles peut ainsi descendre à — 10 et — 40 avant et après hydrolyse, alors qu'il se tient vers + 45 et — 15 dans les plantes normales. La condensation toutefois n'est pas poussée très loin ; la moitié environ du contenu glucidique reste à l'état de sucre réducteur.

Le cas d'*Artemisia annua* est plus net encore; greffée sur Absinthe, elle se montre bel et bien pourvue d'inuline, ce qui ne l'empêche pas de se dessécher en fin de saison jusqu'au niveau de la greffe, nonobstant la pérennance du sujet.

Ajoutons que la formation de l'inuline est assez aléatoire dans la tige des Composées vivaces. Dans les conditions normales, on ne l'observe jamais qu'à bonne distance du sommet, bien au-dessous de la région de croissance, et pour peu que la végétation soit exubérante, la tige, du haut en bas, ne renferme d'autre glucide que du saccharose et du sucre réducteur. Au contraire, un rameau de Topinambour enté sur Absinthe où il reste chétif se gorge d'inuline faute de pouvoir utiliser ou évacuer assez vite les sucres qu'il élabore.

On a ainsi tous les cas possibles d'inulogenèse dans la famille des Composées; il faut prendre garde d'ériger en caractère primordial ce qui n'est que simple adaptation, encore qu'une longue habitude puisse devenir une seconde nature.

On ne voit pas quelle relation pourrait s'imposer entre la présence ou l'absence d'inuline et le fait, pour une plante, d'être vivace ou annuelle. Les Seneçons d'Afrique et d'Amérique australes, *Senecio angulatus*,

odorus, *subscandens*, *articulatus* etc., que nous cultivons en serre pour leurs tiges charnues et persistantes n'ont pas plus d'inuline, dans ces conditions, que le Seneçon commun, dans la tige tout au moins.

Sous notre ciel les espèces annuelles de Composées sont normalement dépourvues d'inuline, mais en est-il de même dans les autres familles de plantes à fructosanes ?

Nombreuses sont les Dicotylédones où les anciens auteurs ont signalé la présence de l'inuline, sans autre preuve, le plus souvent, que la formation de sphérolithes sur les coupes des tissus immergés dans l'alcool ou le glycérol. Il s'en faut que ce verdict soit partout confirmé par l'analyse. Parmi les familles à inuline il faut citer les Malpighiacées, les Campanulacées les Lobéliacées. Ces deux dernières sont constituées en grande partie par des plantes bisannuelles ou vivaces, mais il en est quelques-unes d'annuelles, comme *Specularia Speculum*, *Campanula strigosa*, *Lobelia Erinus*, pour ne citer que celles dont les racines sont grêles et ligneuses; d'autres, telle *Campanula longistyla*, considérées comme annuelles, ont des racines charnues qui peuvent passer l'hiver s'il n'est pas trop rigoureux et bourgeonner du collet au printemps.

Ces plantes ont toutes de l'inuline ou quelque chose d'analogue; leur suc est nettement lévogyre. Les racines de *Specularia Speculum* ne dépassent pas 1^{mm} de diamètre, elles n'en renferment pas moins, fin juin, alors que la plante est en pleine floraison, $2^g,8$ pour 100 de fructosane contre $0^g,5$ de sucre réducteur et $0^g,1$ de saccharose, mélange de pouvoirs rotatoires égaux à -13 et -67. Le fructosane n'est pas confiné dans la partie souterraine, on le trouve tout le long de la tige.

Les racines de *Lobelia Erinus* ont une composition analogue; celles de *Campanula strigosa*, plante minuscule, sont trop grêles pour être séparées du reste; l'analyse de l'ensemble n'en révèle pas moins la présence de fructosane. A ces petites plantes on peut joindre *Wahlenbergia hederacea*, bien que vivace dans nos régions. Si ténues que soient ses tiges qui rampent parmi les mousses et le gazon des prairies humides, leur suc est nettement inulifère. Quant à *Campanula longistyla*, ses racines sont abondamment pourvues de fructosanes, tout comme celles des espèces bisannuelles.

Les conditions de l'inulogenèse paraissent ainsi plus facilement réalisées chez les Campanulacées que chez les Composées; c'est l'idée que suggère également la présence constante et précoce des fructosanes dans les racines des Campanulacées vivaces aussi bien que dans les tiges de première et de

seconde année sur toute leur longueur jusqu'au voisinage immédiat du sommet.

Tel est, suivant le mot d'Adamson, *le génie de chaque famille*, dont nous sommes loin de connaître tous les ressorts.

M. **Albert F. Blakeslee** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire intitulé *Fifteen-Year Breeding Records of* $2n+1$ *Types in Datura stramonium*, qu'il a écrit en collaboration avec M. Amos G. Avery.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** prie l'Académie de lui présenter une liste de trois candidats à l'emploi de Chimiste en chef de l'Administration des *Monnaies et Médailles*, qui sera vacant au mois de juin 1939.

M. **Zéphyrin Carrière** adresse un Mémoire intitulé *Analyseur mesurant les phases relatives des harmoniques d'un son*, contenant l'exposé d'un travail exécuté à l'aide de la subvention accordée par l'Académie en 1937.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Les corrélations entre individus apparentés, dans l'hypothèse d'homogamie*. Note de M. **Gustave Malécot**, présentée par M. Émile Borel.

Nous conservons les hypothèses et notations de notre Note précédente [1].

Corrélation entre parent et enfant. — Soit H la contribution aléatoire d'un des facteurs chez le parent, et soient i, j, k ses valeurs dans les trois phases possibles. Soient H_1 la contribution du même facteur et K_1 (de valeurs i', j', k') celle d'un autre facteur chez l'enfant. On trouve, pour la

---

[1] *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 407.

table de corrélation entre H et K_1,

$K_1 =$	i'.	j'.	k'.
$H =$ i......	$(1\mathbf{1}) \star p'$	$(1\mathbf{1}) \star q' + (13) \star p'$	$(13) \star q'$
j......	$(2\mathbf{1}) \star p'$	$(2\mathbf{1}) \star q' + (23) \star p'$	$(23) \star q'$
k......	$(3\mathbf{1}) \star p'$	$(3\mathbf{1}) \star q' + (33) \star p'$	$(33) \star q'$

en posant

$$(1\mathbf{1}) = (11) + \frac{(12)}{2}, \quad \ldots; \quad (0\mathbf{1}) = p', \quad \ldots.$$

Pour la corrélation entre H et H_1, on a la table

$H_1 =$	i.	j.	k.
$H =$ i..........	$P \star p$	$P \star q$	0
j..........	$Q \star p$	Q	$Q \star q$
k..........	0	$R \star p$	$R \star q$

en posant $(\mathbf{1}0) = p$, ...; $(10) = P$, $(20) = 2Q$, $(30) = R$.

De la première table on peut déduire que la corrélation entre H et le résidu de dominance de K_1 est de l'ordre de λ^2, que nous supposons maintenant négligeable. Cela entraîne que la corrélation entre le caractère $x = \Sigma H$ du parent et le résidu de dominance global D_1 de l'enfant est de l'ordre de λ/n, que nous supposons aussi négligeable. $M(xx_1)$ se réduit alors à $M(xz_1)$, qui est égal à $M(z^2)(1+m)/2$. On justifie ainsi pour le coefficient de corrélation parental la valeur approchée admise par Fisher [2],

$$p = \frac{\delta^2(1+m)}{2}.$$

Corrélation entre frères. — Soient H_1 et H_2, K_1 et K_2 les contributions des facteurs H et K chez deux frères. On peut montrer que

$$M(H_1 K_2) = M(H_1 K_1),$$

$$g = M(H_1^2) - M(H_1 H_2) = Q \star \left[p(i-j)^2 + q(j-k)^2 - \frac{Q}{4}(i - 2j + k)^2 \right].$$

On en déduit, x_1 et x_2 désignant les caractères x chez les deux frères,

$$M(x_1 x_2) = M(x^2) - \Sigma g.$$

Or, en supposant négligeables λ^2 et λ/n, Σg se réduit à $\Sigma(\beta^2/2) + (3\Sigma\varepsilon^2)/4$. En utilisant les équations (3) de ma Note précédente, on obtient pour la

(2) *Transact. of the R. S. of Edinburgh*, 52, 1918, p. 420.

corrélation fraternelle

$$f = \frac{M(x_1 x_2)}{M(x^2)} = \frac{1+A}{2}\delta^2 + \frac{1}{4}(1-\delta^2) \qquad \text{(cf. Fisher, } op.\ cit., \text{ p. 422).}$$

Influence du milieu. — Si nous supposons que l'influence des conditions de milieu a pour effet d'ajouter à x un terme aléatoire indépendant e, le caractère mesuré étant alors $y = x + e$, et le coefficient de corrélation entre les y des deux conjoints étant μ, les coefficients de corrélation entre leurs x et entre leurs z seront $m = c^2\mu$ et $A = \delta^2 c^2 \mu$, c^2 désignant le rapport $M(x^2)/M(y^2)$. La corrélation parentale, pour les y, devient $c^2\delta^2(1+\mu)/2$, et la corrélation fraternelle est simplement multipliée par c^2.

La comparaison de ces formules avec les coefficients de corrélation mesurés par Pearson (*Biometrika*, II) fournit sensiblement $c^2 = 1$, c'est-à-dire que le rôle du milieu est alors négligeable. Au contraire, le coefficient δ^2 qui caractérise le rôle de la dominance est de l'ordre de 0,75 (voir Fisher, *op. cit.*, p. 423).

ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES. — *Sur la compatibilité des points singuliers stables des équations différentielles.* Note de M. **Vladimir A. Kostitzin**, présentée par M. Jacques Hadamard.

J'ai montré ([1]) que, dans le cas des équations différentielles Lotka-Volterra, la stabilité d'un point singulier a comme conséquence l'instabilité d'un certain nombre de points singuliers vérifiant certaines conditions assez simples. Je vais montrer actuellement que cette propriété subsiste, *mutatis mutandis*, pour des équations différentielles beaucoup plus générales. Soit

$$(1) \qquad p'_k = \varphi_k(p_1, p_2, \ldots, p_n) \qquad (k = 1, 2, \ldots, n)$$

un système de n équations différentielles, les fonctions φ_k étant continues et dérivables dans un certain domaine D de l'espace $(p_1, p_2, \ldots, p_n)$.

Formons le jacobien J de ces fonctions. Ce déterminant doit être positif dans chaque point singulier stable du système (1). Considérons dans le domaine D une courbe C_n formée par l'intersection des surfaces

$$(2) \qquad \varphi_1 = 0, \qquad \varphi_2 = 0, \qquad \ldots, \qquad \varphi_{n-1} = 0.$$

([1]) *Comptes rendus*, **208**, 1938, p. 411-414.

Soient $P_1(a_1, a_2, \ldots, a_n)$, $P_2(b_1, b_2, \ldots, b_n)$ deux points singuliers voisins se trouvant sur cette courbe. Représentons l'arc P_1, P_2 sous la forme paramétrique

$$(3) \qquad p_1 = \psi_1(u), \quad p_2 = \psi_2(u), \quad \ldots, \quad p_n = \psi_n(u).$$

Le long de cet arc les fonctions $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_{n-1}$ restent nulles alors que la fonction φ_n ne s'annule que pour les valeurs $u = u_1$, $u = u_2$ correspondant aux extrémités de l'arc. Dans ces conditions, toujours le long de cet arc, le jacobien J peut être exprimé comme produit de deux facteurs

$$(4) \qquad J = \frac{d\varphi_n}{du} \frac{J_{nn}}{\frac{d\psi_n}{du}} = \frac{d\varphi_n}{du} \chi_n(u),$$

en désignant par J_{nn} le mineur diagonal correspondant à l'élément $\partial\varphi_n/\partial p_n$ du jacobien. De ces deux facteurs, seul le premier dépend de la fonction φ_n; le second $\chi_n(u)$ dépend exclusivement de l'arc $P_1 P_2$.

Supposons maintenant que la fonction $\chi_n(u)$ ne s'annule et ne change de signe nulle part dans l'intervalle (u_1, u_2). Comme la fonction $\varphi_n(u)$ ne s'annule que pour $u = u_1$ et $u = u_2$, la dérivée $d\varphi_n/du$ et par conséquent le jacobien J ont au voisinage des deux extrémités de l'intervalle (u_1, u_2) des signes opposés. Donc, de la stabilité du point singulier P_1 résulte l'instabilité du point singulier voisin P_2 et inversement. En répétant ce raisonnement pour chacune des n courbes analogues passant par un point singulier stable, on trouve que tous les points singuliers voisins sont instables pourvu que les fonctions $\chi_1, \chi_2, \ldots, \chi_n$, analogues à celle figurant dans l'équation (4), ne changent pas de signe sur les arcs respectifs. Remarquons que nous n'utilisons pas ici d'autres conditions nécessaires de la stabilité.

Dans le cas étudié dans ma Note précédente les arcs sont composés exclusivement des segments rectilignes, ce qui simplifie extraordinairement les choses.

FONCTIONS D'UNE VARIABLE RÉELLE. — *Solution du problème de Carleman pour un intervalle ouvert fini.* Note [1] de MM. **Henri Cartan** et **Szolem Mandelbrojt**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Soit I un intervalle ouvert. Nous définissons les classes de fonctions comme dans la Note de H. Cartan [2] : étant donné une suite illimitée de

---

(1) Séance du 6 février 1939.

(2) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 414.

quantités A_n positives (finies ou infinies), on dit qu'une $f(x)$ réelle, indéfiniment dérivable sur I, appartient à la classe $\{A_n\}$, si à tout point de I on peut associer un voisinage de ce point et un $\lambda > 0$ fini, de manière que l'on ait, en tout point x de ce voisinage,

$$|f^{(n)}(x)| \leqq \lambda^n A_n \qquad \text{pour tout entier} \quad n > 0.$$

Dans ce qui suit, nous supposerons expressément que les A_n ne sont pas tous infinis à partir d'un certain rang.

Nous allons donner une solution, pour tout intervalle *ouvert fini*, du problème de Carleman ([3]). Ce problème, qui a son origine dans l'étude des classes quasi analytiques, mais qui se pose aussi bien pour les classes qui ne sont pas quasi analytiques, est le suivant : *à quelle condition doivent satisfaire les coefficients* A_n *et* A'_n *de deux suites pour que la classe* $\{A_n\}$ *soit contenue dans la classe* $\{A'_n\}$?

2. Rappelons d'abord en quoi consiste la « régularisation exponentielle » ([4]) d'une suite $\{A_n\}$. Posons, pour chaque $r > 0$,

$$S(r) = \max_{0 \leqq n \leqq r} \frac{r^n}{A_n};$$

puis, pour chaque entier $n \geqq 0$,

$$A_n^0 = \overline{\text{borne}}_{r \geqq n} \frac{r^n}{S(r)}.$$

On a évidemment $A_n^0 \leqq A_n$; l'égalité a lieu pour une infinité de valeurs de n; d'ailleurs les A_n^0 sont tous *finis* à partir d'un certain rang.

Étant donnée une deuxième suite $\{A'_n\}$, désignons par $S'(r)$ la fonction relative à cette suite. On voit aisément que chacune des trois conditions suivantes est équivalente aux deux autres :

(1) $\qquad A_n^0 \leqq A'_n \qquad$ pour tout $\quad n \geqq 0$;

(2) $\qquad A_n^0 \leqq A'^0_n \qquad$ pour tout $\quad n \geqq 0$;

(3) $\qquad S(r) \geqq S'(r) \qquad$ pour tout $\quad r \geqq 0$.

La suite $\{A_n^0\}$, régularisée exponentielle d'une suite $\{A_n\}$, est susceptible d'une interprétation géométrique simple qui justifie son nom.

([3]) Pour la bibliographie des recherches concernant ce problème, voir la Note citée en ([2]).

([4]) Ce procédé a été introduit par S. Mandelbrojt (*Séries de Fourier et Classes quasi analytiques*, Paris, 1935, p. 95-96). Au sujet des procédés de régularisation en général, voir S. Mandelbrojt, *La régularisation des fonctions* (*Actualités scientifiques*, fasc. 733, 1938).

3. Ces préliminaires étant rappelés, le problème de Carleman pour un intervalle ouvert fini est complètement résolu par le théorème suivant :

Théorème fondamental. — *Pour qu'une classe* $\{A_n\}$ *soit contenue dans une classe* $\{A'_n\}$ *sur un intervalle ouvert fini, il faut et il suffit que l'on ait*

$$\varlimsup_{n \to \infty} \left(\frac{A_n^0}{A'_n}\right)^{\frac{1}{n}} < +\infty, \tag{4}$$

ou, ce qui revient au même,

$$\varlimsup_{n \to \infty} \left(\frac{A_n^0}{A_n'^0}\right)^{\frac{1}{n}} < +\infty. \tag{4'}$$

Dans le cas particulier où $A'_n = n!$, on retrouve un théorème de Mandelbrojt ([5]), donnant une condition nécessaire et suffisante pour que toutes les fonctions d'une classe $\{A_n\}$ soient analytiques. Mais, tandis que ce théorème était aussi valable pour un intervalle *fermé*, le théorème fondamental ci-dessus cesse d'être exact, en général, pour un intervalle fermé.

Dans le cas particulier où la classe $\{A_n\}$ contient toutes les fonctions analytiques, la classe $\{A'_n\}$ étant quelconque, la condition (4) se réduit à celle donnée par H. Cartan dans sa Note déjà citée ([2]) [inégalité (2) de cette Note].

4. Le théorème fondamental résulte des deux propositions suivantes, qui sont nouvelles :

Proposition 1 (Mandelbrojt). — *Sur tout intervalle ouvert (fini ou infini), les classes* $\{A_n\}$ *et* $\{A_n^0\}$ *sont identiques.*

Il suffit de prouver que toute fonction de la classe $\{A_n\}$ appartient à la classe $\{A_n^0\}$; or cela résulte de l'inégalité (4) de la Note citée de Cartan ([2]).

Proposition 2 (Cartan). — *Sur un intervalle fini* (ouvert ou fermé), *la condition* (4) *est nécessaire pour que la classe* $\{A_n\}$ *soit contenue dans la classe* $\{A'_n\}$.

Pour le voir, on pose ($\lambda > 0$ quelconque)

$$S'_\lambda(r) = \max_{0 \leq n \leq r} \frac{r^n}{\lambda^n A'_n}.$$

La condition (4) équivaut à l'existence d'un λ tel que l'on ait

$$S(r) \geqq S'_\lambda(r) \qquad \text{pour tout} \quad r \geqq 0.$$

La proposition 2 se démontre alors par l'absurde : si un tel λ n'existe pas,

---

([5]) *Séries de Fourier et Classes quasi analytiques*, Paris, 1935, p. 97.

on construit, à l'aide d'une série de polynomes de Tchebycheff, une fonction qui appartient à la classe $\{A_n\}$ et non à la classe $\{A'_n\}$. Pour cela, on imite le procédé déjà utilisé par Mandelbrojt dans des questions analogues ([6]).

La proposition suivante est un corollaire immédiat du théorème fondamental :

Proposition 3. — *Pour que la dérivée de toute fonction appartenant à $\{A_n\}$ appartienne à la même classe sur un intervalle ouvert fini, il faut et il suffit que l'on ait*

$$\overline{\lim_{n\to\infty}}\left(\frac{A^0_n}{A_n}\right)^{\frac{1}{n}} < \infty.$$

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Chocs triples imaginaires dans le problème plan des trois corps.* Note ([1]) de M. **David Belorizky**, présentée par M. Ernest Esclangon.

1. De nombreux auteurs ont étudié les chocs triples réels dans le problème des trois corps. On sait que le mouvement doit être plan et qu'au voisinage de tels chocs les intégrales dépendent de 5 constantes arbitraires au lieu de 8 de l'intégrale générale. Par conséquent, ces chocs dépendent de trois conditions; l'une d'elles est que la constante des aires soit nulle. Ainsi, dans les cas de la nature on n'a pas à craindre de tels chocs. Mais personne, à notre connaissance, n'a jamais considéré les chocs triples imaginaires qui peuvent avoir une grande importance parce qu'ils peuvent empêcher la convergence de séries représentant le mouvement réel. Dans ce qui suit nous étudions dans le problème plan ces chocs triples imaginaires, c'est-à-dire nous considérons le cas où les trois distances mutuelles des trois corps s'annulent, leurs projections sur les axes des coordonnées restant finies.

2. Soient les trois corps P_0, P_1 et P_2 dont les masses sont respectivement m_0, m_1, m_2. Rapportons le mouvement au corps P_0. Soient x_1, y_1, x_2, y_2 les coordonnées respectives de P_1 et P_2 par rapport aux axes, de direction fixe, liés au corps P_0. En introduisant des nouvelles variables $z = x_1 + iy_1$,

---

([6]) *Séries de Fourier et Classes quasi analytiques*, Paris, 1935, p. 94 et 98.

([1]) Séance du 13 février 1939.

$z' = x_1 - iy_1$; $w = x_2 + iy_2$, $w' = x_2 - iy_2$, les équations du mouvement s'écrivent

$$
(1) \quad \left\{
\begin{aligned}
\frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{m_0+m_1}{\sqrt{z}\sqrt{z'^3}} - \frac{m_2}{\sqrt{w}\sqrt{w'^3}} - \frac{m_2}{\sqrt{z-w}\sqrt{(z'-w')^3}}, \\
\frac{d^2 w}{dt^2} &= -\frac{m_1}{\sqrt{z}\sqrt{z'^3}} - \frac{m_0+m_2}{\sqrt{w}\sqrt{w'^3}} + \frac{m_1}{\sqrt{z-w}\sqrt{(z'-w')^3}}; \\
\frac{d^2 z'}{dt^2} &= -\frac{m_0+m_1}{\sqrt{z^3}\sqrt{z'}} - \frac{m_2}{\sqrt{w^3}\sqrt{w'}} - \frac{m_2}{\sqrt{(z-w)^3}\sqrt{z'-w'}}, \\
\frac{d^2 w'}{dt^2} &= -\frac{m_1}{\sqrt{z^3}\sqrt{z'}} - \frac{m_0+m_2}{\sqrt{w^3}\sqrt{w'}} + \frac{m_1}{\sqrt{(z-w)^3}\sqrt{z'-w'}}.
\end{aligned}
\right.
$$

Soit, à l'instant $t = t_0$, $z = w = 0$, $z' = B$, $w' = B'$ $(B \neq B')$, B et B' étant des constantes arbitraires différentes de zéro. Il est clair que dans ces conditions les trois distances s'annulent, les coordonnées ayant des valeurs finies.

En prenant une nouvelle variable indépendante $T = t^{\frac{1}{2}}$ et en posant

$$
\begin{aligned}
z &= AT^2 + Aa_1T^3 + T^3Z; \qquad & w &= A'T^2 + A'a'_1T^3 + T^3W; \\
z' &= B \;\; + Bb_0T + TZ'; \qquad & w' &= B' \;\; + B'b'_0T + TW',
\end{aligned}
$$

nous ramenons le système (1) à un système de 8 équations différentielles de premier ordre de forme classique

$$
\frac{T\,dX_i}{dT} = \Sigma\beta^i_\alpha X_\alpha + b_iT + \text{termes de 2}^{\text{e}}\text{ ordre} + \ldots \qquad \begin{pmatrix} i = 1, 2, \ldots, 8 \\ \alpha = 1, 2, \ldots, 8 \end{pmatrix},
$$

et nous cherchons les solutions tendant vers o avec T.

Nous démontrons ainsi qu'au voisinage d'un choc imaginaire les variables z, w, z', w' sont développables suivant les puissances entières de $(t-t_0)^{\frac{1}{2}}$ et de $(t-t_0)^{\frac{1}{2}}\log(t-t_0)^{\frac{1}{2}}$, et ces développements dépendent de 7 constantes arbitraires, c'est-à-dire d'une constante de moins que l'intégrale générale. Ces développements sont convergents pour $t - t_0$ assez petit. Les premiers termes de ces développements sont (en faisant $t_0 = 0$),

$$
\begin{aligned}
z &= At + Aa_1t^{\frac{3}{2}} + Aa_2t^2 + \ldots; \\
w &= A't + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots; \\
z' &= B + Bb_0t^{\frac{1}{2}} + Bb_1t + B\beta_1 t\log t^{\frac{1}{2}} + Bb_2t^{\frac{3}{2}} + Bd_2t^{\frac{3}{2}}\log t^{\frac{1}{2}} + \ldots; \\
w' &= B' + B'b'_0t^{\frac{1}{2}} + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots;
\end{aligned}
$$

il en résulte que

$$x_1 = \frac{1}{2}\left[\mathrm{B} + \mathrm{B}b_0 t^{\frac{1}{2}} + (\mathrm{B}b_1 + \mathrm{A})t + \mathrm{B}\beta_1 t \log t^{\frac{1}{2}} + (\mathrm{B}b_2 + \mathrm{A}a_1)t^{\frac{3}{2}} + \ldots\right],$$

$$y_1 = \frac{i}{2}\left[\mathrm{B} + \mathrm{B}b_0 t^{\frac{1}{2}} + (\mathrm{B}b_1 + \mathrm{A})t + \mathrm{B}\beta_1 t \log t^{\frac{1}{2}} + (\mathrm{B}b_2 + \mathrm{A}a_1)t^{\frac{3}{2}} + \ldots\right],$$

. . . .

(A, A′, B, B′, b_1, b'_1, t_0 étant des constantes arbitraires).

Les distances mutuelles au voisinage du choc sont de l'ordre de $t^{\frac{1}{2}}$ et leurs rapports tendent vers les limites suivantes :

$$\lim (r_1 : r_2 : r_3)_{t=t_0} = \mathrm{A}^{\frac{1}{2}}\mathrm{B}^{\frac{1}{2}} : \mathrm{A}'^{\frac{1}{2}}\mathrm{B}'^{\frac{1}{2}} : (\mathrm{A} - \mathrm{A}')^{\frac{1}{2}}(\mathrm{B} - \mathrm{B}')^{\frac{1}{2}}.$$

La constante des aires est égale à

$$\frac{i}{2m_0}[\mathrm{AB}m_1 m_0 + \mathrm{A}'\mathrm{B}' m_2 m_0 + (\mathrm{A} - \mathrm{A}')(\mathrm{B} - \mathrm{B}')m_1 m_2],$$

et n'est pas nulle en général.

A l'instant du choc les trois corps se trouvent sur la droite complexe $y = ix$.

Ainsi *le choc triple imaginaire est un point critique transcendant.*

3. Si $\mathrm{AB}' = \mathrm{A}'\mathrm{B}$ les intégrales au voisinage du choc triple imaginaire sont développables suivant les puissances entières de $t^{\frac{1}{2}}$ et ne contiennent pas de logarithmes, mais elles dépendent de 6 constantes arbitraires. Ainsi, dans ces conditions, le choc triple imaginaire est un point critique algébrique. Remarquons que dans ce cas $\lim[r_{i_1} : (r_{i_2} + r_{i_3})]_{t=t_0} = 1$.

Remarquons enfin qu'on aura aussi un choc triple imaginaire pour $z' = w' = 0$, $z = \mathrm{B}$, $w = \mathrm{B}'$.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur un théorème relatif à l'écoulement isentropique des gaz parfaits.* Note [1] de M. **Raymond Jamin**, présentée par M. Henri Villat.

On considère l'écoulement isentropique continu, par tranches homogènes, d'un gaz parfait non visqueux. On appelle R la constante spécifique de ce gaz (calculée pour l'unité de masse), γ le rapport des chaleurs spéci-

(1) Séance du 16 janvier 1939.

fiques, V la vitesse-limite, et n un nombre positif quelconque; puis, dans chaque tranche, u la vitesse, T la température absolue, d la densité, a la vitesse locale du son, α le coefficient de vitesse ($\alpha = u/a$), et c la *vitesse relative* ($c = u/V$); T_0 désigne la température de départ dans la section de vitesse nulle. Le théorème s'énonce ainsi :

Dans l'écoulement isentropique continu, par tranches homogènes, d'un gaz parfait non visqueux, les expressions de la forme $d \times u^n$ passent par un maximum dans la tranche définie par $\alpha = \sqrt{n}$.

La démonstration part de la formule connue

$$u^2 = \frac{2\gamma R}{\gamma - 1}(T_0 - T),$$

qui donne

$$V^2 = \frac{2\gamma R}{\gamma - 1} T_0.$$

Dans l'écoulement, la densité d est proportionnelle à $T^{\frac{1}{\gamma-1}}$; on est donc conduit à étudier les variations de l'expression

$$T^{\frac{1}{\gamma-1}} \times (T_0 - T)^{\frac{n}{2}}.$$

Cette grandeur, constamment positive, part de la valeur zéro ($T = T_0$), et tend vers la valeur zéro ($T = 0$); elle passe par un maximum pour T donné par

$$n = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{T_0 - T}{T}.$$

Par ailleurs la formule connue $a^2 = \gamma RT$ nous donne

$$\alpha^2 = \frac{u^2}{a^2} = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{T_0 - T}{T};$$

donc pour le maximum $\alpha^2 = n$.

Ce résultat suppose évidemment que l'écoulement continu, conforme à la théorie de Saint-Venant, est possible jusqu'à la vitesse qui correspond à $\alpha = \sqrt{n}$.

Il est plus commode de définir la vitesse par l'argument c, qui la compare à la vitesse limite V (constante déterminée par la donnée T_0), au lieu de l'argument α, qui la compare à la vitesse locale du son (variable d'une section à l'autre). On établit facilement entre eux la relation

$$c^2 = \frac{\alpha^2(\gamma - 1)}{\alpha^2(\gamma - 1) + 2}.$$

Pour $n=1$, on retrouve l'existence du maximum de débit (en masse) par unité de section ($d.u$) réalisé quand la vitesse d'écoulement est égale à la vitesse locale du son. Ce résultat, ordinairement établi par d'autres voies, par exemple par le théorème d'Hugoniot, est un cas particulier du théorème que nous avons démontré.

Pour $n=2$, le produit $d.u^2$ est, au facteur 2 près, l'énergie cinétique par unité de volume. Le maximum a lieu pour $\alpha=\sqrt{2}$ et $c=\sqrt{(\gamma-1)/\gamma}$. Pour l'air, $\gamma=1,40$ et $c=0,534$. Si la température est de 15° dans la section de vitesse nulle, la vitesse limite est de $760^{\text{m}},70$ par seconde, et le maximum de $d.u^2$ est atteint pour $u=407$ mètres par seconde.

Pour $n=3$, le produit $d.u^3$ est le double de la puissance cinétique par unité de section. Le maximum est atteint pour $\alpha=\sqrt{3}$ et $c=\sqrt{(3\gamma-3)(3\gamma-1)}=0,612$. Si, dans la section de vitesse nulle, on a une température de 15° et une pression de 760^{mm} de mercure, ce maximum est de 258 chevaux par décimètre carré, et il est atteint pour une vitesse de 465 mètres par seconde.

Enfin, pour $n=0$, on retrouve le maximum de d correspondant à $\alpha=0$, donc $u=0$.

ÉLECTRICITÉ APPLIQUÉE. — *Détermination du régime de fonctionnement d'un arc à courant alternatif.* Note de M. **Joseph Bethenod**, présentée par M. Charles Fabry.

Lorsqu'on considère un arc alimenté par un réseau électrique à courant alternatif, dont la pulsation est Ω et dont la tension u est supposée sinusoïdale, par l'intermédiaire d'une bobine de réactance dont l'inductance est L et la résistance R, le courant i est déterminé, à chaque instant, par l'égalité

$$u=\mathrm{R}i+\mathrm{L}\frac{di}{dt}+e, \tag{1}$$

en désignant par e la tension aux bornes de l'arc.

La résolution de l'équation (1) est généralement impossible, cette tension e étant une fonction très compliquée de t et de i. Cependant, tout au moins avec certaines électrodes et dans certaines conditions de fonctionnement, on peut admettre qu'elle est indépendante de l'intensité du courant, et qu'elle peut être représentée en fonction du temps par une courbe d'allure sensiblement rectangulaire, les pointes éventuelles à l'allumage et à

l'extinction de l'arc étant négligées. On peut alors écrire

$$e = E\left[\sin\Omega t + \frac{1}{3}\sin 3\Omega t + \ldots\right]. \tag{2}$$

Dans ces conditions, le courant sera évidemment de la forme

$$i = A_1 \sin(\Omega t + \chi_1) + A_3 \sin(3\Omega t + \chi_3) + \ldots, \tag{3}$$

les constantes A_1, A_3, ... étant à déterminer, ainsi que les angles χ_1, χ_3, etc.

En substituant les valeurs (2) et (3) dans (1), et en tenant compte de la loi sinusoïdale supposée pour u, on obtient

$$\begin{aligned} U\sin(\Omega t + \chi_1 + \varphi) = {} & RA_1 \sin(\Omega t + \chi_1) + RA_3 \sin(3\Omega t + \chi_3) + \ldots \\ & + L\Omega A_1 \cos(\Omega t + \chi_1) + 3L\Omega A_3 \cos(3\Omega t + \chi_3) \\ & + E\sin\Omega t + \frac{E}{3}\sin 3\Omega t + \ldots, \end{aligned} \tag{4}$$

l'angle φ étant tel que $(UA_1 \cos\varphi)/2$ représente la puissance fournie par le réseau.

Enfin le passage simultané par zéro de l'onde de courant i et de l'onde de tension u donne la condition

$$o = A_1 \sin\chi_1 + A_3 \sin\chi_3 + \ldots. \tag{5}$$

Les égalités (4) et (5) fournissent la solution du problème posé; en égalant dans (4) les termes de même pulsation, on obtient l'égalité

$$U\sin(\Omega t + \chi_1 + \varphi) = RA_1 \sin(\Omega t + \chi_1) + L\Omega A_1 \cos(\Omega t + \chi_1) + E\sin\Omega t, \tag{6}$$

et un système de la forme

$$o = RA_n \sin(n\Omega t + \chi_n) + nL\Omega A_n \cos(n\Omega t + \chi_n) + \frac{E}{n}\sin n\Omega t, \tag{7}$$

n représentant la suite des nombres impairs comptés à partir de 3.

Ce système permet évidemment le calcul aisé des A_3, A_5, ..., A_n, et des χ_3, χ_5, ..., χ_n; quant à l'égalité (6), elle est susceptible d'une représentation géométrique très simple au moyen d'un triangle dont les côtés sont respectivement égaux à U, $A_1\sqrt{R^2 + L^2\Omega^2}$, et E; ce triangle fixe les valeurs de A_1, χ_1 et φ, si l'on tient compte de la condition (5) qui détermine en fait la projection du vecteur A_1 sur le vecteur E, une fois le système (7) résolu.

Si l'on suppose par exemple que la résistance R est négligeable devant la réactance $L\Omega$, le calcul devient tout particulièrement simple; on a alors,

en effet,

$$(8) \qquad A_n = \frac{E}{n^2 L\Omega}, \qquad \chi_n = \frac{\pi}{2} \qquad (n = 3, 5, \ldots),$$

d'où

$$(9) \qquad A_1 \sin\chi_1 = -\frac{E}{L\Omega}\left[\frac{1}{3.3} + \frac{1}{5.5} + \ldots\right] = -\frac{E}{L\Omega}\left[\frac{\pi^2}{8} - 1\right].$$

La projection du vecteur $L\Omega A_1$ sur E étant ainsi déterminée en grandeur et sens, on obtient de suite

$$(10) \qquad A_1 \cos\chi_1 = \frac{1}{L\Omega}\sqrt{U^2 - E^2\left(\frac{\pi^2}{8}\right)^2},$$

d'où, finalement,

$$(11) \qquad \operatorname{tang}\chi_1 = -\frac{E\left(\frac{\pi^2}{8} - 1\right)}{\sqrt{U^2 - E^2\left(\frac{\pi^2}{8}\right)^2}} \qquad \text{et} \qquad A_1 = \frac{1}{L\Omega}\sqrt{U^2 - E^2\left(\frac{\pi^2}{4} - 1\right)}.$$

Quant à l'angle φ, il est très aisément évalué sur l'épure formée par le triangle U, E, $L\Omega A_1$, soit par calcul trigonométrique, soit par mesure directe.

En pratique, U sera parfois suffisamment grand par rapport à E pour que l'angle χ_1 soit négligeable; on est ramené alors au cas que j'ai traité jadis à propos du four à arc [1], en tenant compte de ce que les amplitudes U et A_1 sont $\sqrt{2}$ fois plus grandes que les valeurs efficaces correspondantes, tandis que d'après l'hypothèse consentie pour e, la valeur efficace de cette tension est égale à $(\pi/4)E$.

Au sujet de ce qui précède, on peut faire les remarques suivantes :

1° Les équations (1) et (2) ont comme équivalent en mécanique celles qui définissent le mouvement d'une masse pourvue d'un rappel élastique, et soumise à l'action d'une force variant harmoniquement, l'amortissement du mouvement étant dû à un frottement dont la valeur absolue est indépendante de la vitesse.

Grâce à cette analogie, déjà signalée par André Blondel [2] et par moi-même [3], les calculs ci-dessus peuvent donner lieu à certaines applications à l'étude des oscillations mécaniques.

2° On peut représenter, en première approximation, par une courbe rectangulaire de la forme (2), la force électromotrice d'une dynamo-série

---

(1) *Revue générale de l'Électricité*, **20**, 13 novembre 1926, p. 697.

(2) *La Lumière Électrique*, **31**, 27 nov., 4 et 11 déc. 1915, p. 193, 217 et 241.

(3) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 727.

très fortement saturée (en y ajoutant au besoin un terme proportionnel à l'intensité).

Une telle représentation permet de résoudre, avec une grande facilité, le problème de l'auto-entretien des oscillations de circuits électriques comportant une semblable génératrice.

ÉLECTRICITÉ. — *Propagation des oscillations en haute fréquence sur les réseaux de transport d'énergie électrique*. Note de M. **Fernand Carbenay**, présentée par M. Camille Gutton.

Les transmissions téléphoniques en haute fréquence, sur les lignes de transport d'énergie électrique, s'effectuent généralement en utilisant une phase et la terre. L'aménagement de la phase de liaison, à l'aide de circuits appropriés, est réalisé pour rendre les transmissions indépendantes des manœuvres d'exploitation effectuées sur le réseau; mais les autres phases de la ligne participent à la propagation. Il en résulte, pour une fréquence donnée, plusieurs ondes se propageant le long de la ligne [1] et une influence des manœuvres de réseau sur les transmissions.

Soient n lignes uniformes parallèles, u les tensions, i les courants :

$$-\frac{\partial u_1}{\partial x} = (R_1+\rho_1)i_1 + (L_1+l_1)\frac{\partial i_1}{\partial t} + \rho_{\frac{1}{2}} i_2 + M_{\frac{1}{2}}\frac{\partial i_2}{\partial t} + \ldots + \rho_{\frac{1}{n}} i_n + M_{\frac{1}{n}}\frac{\partial i_n}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial u_2}{\partial x} = (R_2+\rho_2)i_2 + (L_2+l_2)\frac{\partial i_2}{\partial t} + \rho_{\frac{2}{1}} i_1 + M_{\frac{2}{1}}\frac{\partial i_1}{\partial t} + \ldots + \rho_{\frac{2}{n}} i_n + M_{\frac{2}{n}}\frac{\partial i_n}{\partial t},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$-\frac{\partial u_n}{\partial x} = (R_n+\rho_n)i_n + (L_n+l_n)\frac{\partial i_n}{\partial t} + \rho_{\frac{n}{1}} i_1 + M_{\frac{n}{1}}\frac{\partial i_1}{\partial t} + \ldots + \rho_{\frac{n}{n-1}} i_n + M_{\frac{n}{n-1}}\frac{\partial i_{n-1}}{\partial t};$$

$$-\frac{\partial i_1}{\partial x} = G_1 u_1 + C_1\frac{\partial u_1}{\partial t} + g_{\frac{1}{2}}(u_1-u_2) + \gamma_{\frac{1}{2}}\frac{\partial}{\partial t}(u_1-u_2) + \ldots$$
$$+ g_{\frac{1}{n}}(u_1-u_n) + \gamma_{\frac{1}{n}}\frac{\partial}{\partial t}(u_1-u_n),$$

$$-\frac{\partial i_2}{\partial x} = G_2 u_2 + C_2\frac{\partial u_2}{\partial t} - g_{\frac{2}{1}}(u_1-u_2) - \gamma_{\frac{2}{1}}\frac{\partial}{\partial t}(u_1-u_2) + \ldots$$
$$+ g_{\frac{2}{n}}(u_2-u_n) + \gamma_{\frac{2}{n}}\frac{\partial}{\partial t}(u_2-u_n),$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$-\frac{\partial i_n}{\partial x} = G_n u_n + C_n\frac{\partial u_n}{\partial t} - g_{\frac{n}{1}}(u_1-u_n) - \gamma_{\frac{n}{1}}\frac{\partial}{\partial t}(u_1-u_n) + \ldots$$
$$+ g_{\frac{n}{n-1}}(u_n-u_{n-1}) + \gamma_{\frac{n}{n-1}}\frac{\partial}{\partial t}(u_n-u_{n-1}).$$

---

[1] J. Fallou, *Bulletin de la Société Française des Électriciens*, **2**, 1932, p. 787.

La phase de liaison étant, en l'un de ses points, soumise à une force électromotrice sinusoïdale de fréquence $\omega/2\pi$, le régime permanent des tensions est défini, en introduisant les notations complexes, par

$$\frac{d^2 U_1}{dx^2} = A_1 U_1 + B_1 U_2 + \ldots + K_1 U_n;$$
$$\frac{d^2 U_2}{dx^2} = A_2 U_1 + B_2 U_2 + \ldots + K_2 U_n;$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots;$$
$$\frac{d^2 U_n}{dx^2} = A_n U_1 + B_n U_2 + \ldots + K_n U_n.$$

$$A_1 = a_1 \alpha_1 + b_1 \alpha_2 + \ldots + k_1 \alpha_n; \qquad A_n = a_n \alpha_1 + b_n \alpha_2 + \ldots + k_n \alpha_n;$$
$$B_1 = a_1 \beta_1 + b_1 \beta_2 + \ldots + k_1 \beta_n; \qquad B_n = a_n \beta_1 + b_n \beta_2 + \ldots + k_n \beta_n;$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots; \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots;$$
$$K_1 = a_1 \chi_1 + b_1 \chi_2 + \ldots + k_1 \chi_n; \qquad K_n = a_n \chi_1 + b_n \chi_2 + \ldots + k_n \chi_n.$$

$$a_1 = R_1 + \rho_1 + j(L_1 + l_1)\omega, \qquad a_2 = \rho_{\frac{2}{1}} + j M_{\frac{2}{1}}\omega, \qquad a_n = \rho_{\frac{n}{1}} + j M_{\frac{n}{1}}\omega,$$

$$b_1 = \rho_{\frac{1}{2}} + j M_{\frac{1}{2}}\omega, \qquad b_2 = R_2 + \rho_2 + j(L_2 + l_2)\omega, \qquad b_n = \rho_{\frac{n}{2}} + j M_{\frac{n}{2}}\omega,$$

$$\ldots\ldots\ldots \qquad \ldots\ldots\ldots \qquad \ldots\ldots\ldots;$$

$$k_1 = \rho_{\frac{1}{n}} + j M_{\frac{1}{n}}\omega, \qquad k_2 = \rho_{\frac{2}{n}} + j M_{\frac{2}{n}}\omega, \qquad k_n = R_n + \rho_n + j(L_n + l_n)\omega.$$

$$\alpha_1 = G_1 + g_{\frac{1}{2}} + g_{\frac{1}{3}} + \ldots + g_{\frac{1}{n}} + j\left(C_1 + \gamma_{\frac{1}{2}} + \gamma_{\frac{1}{3}} + \ldots + \gamma_{\frac{1}{n}}\right)\omega,$$

$$\alpha_2 = -\left(g_{\frac{2}{1}} + j\gamma_{\frac{2}{1}}\omega\right), \qquad \alpha_n = -\left(g_{\frac{n}{1}} + j\gamma_{\frac{n}{1}}\omega\right),$$

$$\beta_1 = -\left(g_{\frac{1}{2}} + j\gamma_{\frac{1}{2}}\omega\right), \qquad \beta_2 = G_2 + g_{\frac{2}{1}} + g_{\frac{2}{3}} + \ldots + g_{\frac{2}{n}} + j\left(C_2 + \gamma_{\frac{2}{1}} + \gamma_{\frac{2}{3}} + \ldots + \gamma_{\frac{2}{n}}\right)\omega, \qquad \beta_n = -\left(g_{\frac{n}{2}} + j\gamma_{\frac{n}{2}}\omega\right),$$

$$\ldots\ldots\ldots \qquad \ldots\ldots\ldots \qquad \ldots\ldots\ldots$$

$$\chi_1 = -\left(g_{\frac{1}{n}} + j\gamma_{\frac{1}{n}}\omega\right), \qquad \chi_2 = -\left(g_{\frac{2}{n}} + j\gamma_{\frac{2}{n}}\omega\right),$$

$$\chi_n = G_n + g_{\frac{n}{1}} + g_{\frac{n}{2}} + \ldots + g_{\frac{n}{n-1}} + j\left(C_n + \gamma_{\frac{n}{1}} + \gamma_{\frac{n}{2}} + \ldots + \gamma_{\frac{n}{n-1}}\right)\omega$$

Si les n lignes couplées diffèrent entre elles soit par leurs constantes propres, soit par les conditions aux limites, la résolution des équations conduit à un système de n équations différentielles d'ordre $(2n)$ pour les tensions et pour les courants

$$\frac{d^{2n} U}{dx^{2n}} + \mu_{2(n-1)} \frac{d^{2(n-1)} U}{dx^{2(n-1)}} + \ldots + \mu_0 U = 0$$

caractérisant, en général, $2n$ ondes correspondant à n constantes de propagation.

Si, parmi les n lignes, p se comportent identiquement par leurs constantes (couplages compris) et par les conditions aux limites, l'ensemble de ces p

lignes est assimilable à une ligne équivalente; les n équations peuvent être réduites à $n-(p-1)$ caractérisant, en général, $2(n-p+1)$ ondes correspondant à $n-p+1$ constantes de propagation.

Nous nous proposons d'appliquer ces considérations aux transmissions de haute fréquence sur une ligne de transport triphasée.

PHOTOCHIMIE. — *Action de la lumière visible et de l'ultraviolet sur les réactions périodiques.* Note de M. **Théodore Kofman**, présentée par M. Louis de Broglie.

Comme type d'une réaction périodique, nous utilisons une préparation d'anneaux de Liesegang, réalisée selon une technique décrite précédemment [1].

Nous nous servons de l'analyse microphotométrique recommandée par S. Veil [2] pour déceler les grandes oscillations périodiques correspondant aux anneaux principaux et la mesure de leur distance respective.

Méthode d'irradiation et résultats. — La source de lumière visible utilisée est une lampe de 50 watts placée à 50^{cm} de la préparation et munie d'un rhéostat régularisant une incandescence constante. Des écrans en verre colorés et soigneusement étalonnés, correspondant aux longueurs d'onde de 6500 Å, 5900 Å, 4800 Å, nous servent de filtres. Pour les rayons de plus courte longueur d'onde, nous employons une lampe Henri George à vapeur de Hg (2 amp. 85 volts aux bornes) et placée à $1^m,50$ de la préparation pour éviter toute action calorifique. Le temps d'irradiation varie de $1^h,30$ à 2 heures.

Dans tous les cas, dès que la goutte d'azotate d'argent a été déposée au centre de la préparation, celle-ci est divisée en deux parties, une moitié est exposée à l'action de la lumière colorée, et l'autre à la lumière d'un filtre incolore ou coloré différemment. De même pour les rayons ultraviolets une moitié est soumise au rayonnement total de la lampe, tandis que l'autre est protégée par un filtre incolore arrêtant les rayons au-dessous de 3900 Å. Nous avons donc, pour une même expérience et sur une même préparation, un témoin et un irradié.

En repérant des anneaux de même ordre et calculant l'intervalle de leur

(1) Kofman, *Journal de Chimie physique*, 29, n° 10, 1932, p. 586.

(2) S. Veil, *Journal de Physique*, 3e série, 7, 1932, p. 302.

distance à l'aide de l'enregistrement microphotométrique, voici les résultats moyens de quelques mesures :

Nº d'ordre des anneaux.	Écran incolore.	Distance en centimètres entre les anneaux.		
		Rouge (6500 Å).	Jaune (5900 Å).	Bleu (4800 Å).
1.....	0,035	0,034	0,033	0,031
2.....	0,041	0,040	0,038	0,036
3.....	0,048	0,046	0,044	0,040
4.....	0,055	0,052	0,049	0,043
5.....	0,062	0,059	0,054	0,049

Pour la lumière visible, on voit que, pour un même nombre d'anneaux, l'intervalle de deux anneaux subit un léger resserrement au fur et à mesure de la diminution de la longueur d'onde incidente.

Nº d'ordre des anneaux.	Distance en centimètres entre les anneaux.	
	Écran arrêtant U. V. à 3900 Å.	Ultraviolet total.
1..........	0,029	0,019
2..........	0,032	0,024
3..........	0,037	0,028
4..........	0,044	0,031
5..........	0,050	0,036

Pour l'ultraviolet on voit qu'au-dessous de 3900 Å le resserrement de l'intervalle des anneaux est très marqué, beaucoup plus qu'avec la lumière visible.

Conclusions. — La lumière visible et surtout l'ultraviolet agissent sur le rythme de la réaction périodique du type de Liesegang. Cette action se manifeste par une diminution de la distance entre deux anneaux qui est d'autant plus marquée que la longueur d'onde de la radiation incidente est plus courte.

RADIOACTIVITÉ. — *Émission de radiations ionisantes par les sels des métaux ordinaires.* Note de MM. **Georges Reboul** et **Émile Thibaud**, transmise par M. Aimé Cotton.

Il a été indiqué (1) que tout se passe comme si les métaux ordinaires (Sn, Pb, Ni, Cu, Fe, Zn) émettaient spontanément des radiations

(1) G. Reboul et J.-A. Reboul, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 789.

ionisantes que leur coefficient d'absorption par l'air situe dans la région des rayons X mous; nous avons recherché si cette propriété n'appartenait pas également aux sels de ces métaux.

Le principe de la méthode consiste à déterminer les courants d'ionisation produits par une couche plane de sel métallique à des distances variables de cette couche; le calcul des coefficients d'absorption par l'air, ou tout autre gaz, s'en déduit aisément; l'appareil utilisé est celui qui a servi pour l'étude des métaux (²).

L'expérience montre tout d'abord qu'il n'y a pas *additivité* : l'intensité des courants d'ionisation n'est pas proportionnelle au nombre des atomes métalliques mis en expérience. Ce résultat n'a rien de surprenant : on conçoit en effet qu'avec des radiations absorbables comme celles qui sont émises, les effets produits par deux atomes placés à des profondeurs différentes dans la couche de sel ne puissent s'ajouter.

En revanche les résultats obtenus font voir que les coefficients d'absorption par l'air, et sans doute aussi les longueurs d'onde des radiations émises, sont les mêmes pour les sels d'un métal déterminé que ceux que l'on a trouvés pour ce métal.

Voici, pour quelques-uns des métaux précédemment étudiés et certains de leurs composés, les coefficients d'absorption que l'on a trouvés dans l'air; ces coefficients, obtenus en faisant la moyenne de plusieurs séries d'expériences, correspondent à une couche d'air ionisée de 2^{cm} d'épaisseur.

Métal..............	Sn.	Pb.	Ni.	Cu.	Fe.	Zn.
Coefficient (cm^{-1})....	0,47	0,30	0,16	0,13	0,11	0,09
Composés........	Oxyde. Sulfure.	Oxyde. Acétate.	Oxyde.	Ox. cuivreux et cuivrique.	Oxyde ferrique.	Oxyde. Carbonate. Sulfate.
Coefficient (cm^{-1})....	0,47	0,30	0,16	0,14	0,12	0,10 et 0,11
Longueur d'onde (Å)..	5,5	4,6	3,8	3,5	3,3	3,1

Notre méthode de détermination des coefficients d'absorption n'est malheureusement applicable qu'aux métaux que l'on peut avoir en lames d'assez grande surface, ou aux composés que l'on peut se procurer en quantité assez abondante et sous une forme suffisamment stable pour qu'ils puissent se prêter à des opérations durant souvent plusieurs jours. Malgré ces restrictions on a pu opérer avec d'autres métaux et quelques-uns de leurs composés; les résultats obtenus semblent bien indiquer qu'il s'agit là d'un phénomène général d'origine atomique.

(²) J.-A. Reboul, *Thèse*, Paris, Octobre 1938.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la rupture des noyaux radioactifs par les neutrons.* Note de M. **Jacques Solomon**, transmise par M. Paul Langevin.

Les expériences récentes [1] ont montré que les neutrons sont capables de provoquer la rupture du noyau d'uranium ou de thorium en deux fragments de masse comparable : par exemple pour l'uranium en deux noyaux de nombres de masse 141 et 98, réaction très fortement *exoénergétique*.

L'analogie d'un grand nombre de propriétés nucléaires avec celles d'une gouttelette liquide pourrait faire penser que l'addition d'énergie peut rendre les vibrations de cette gouttelette suffisamment violentes pour en assurer la rupture. Or le calcul montre que pour une énergie d'excitation de 50 millions d'électron-volts, déjà fort élevée, l'amplitude des vibrations superficielles ne dépasse pas 7 pour 100 du rayon nucléaire de l'uranium.

Au reste, il semble difficile de concilier les valeurs de l'énergie de surface des noyaux, telles qu'on les obtient à partir de la courbe des défauts de masse avec la distance moyenne des niveaux d'énergie que nous fournit l'expérience. De plus, si le noyau était pleinement assimilable à une gouttelette liquide, il s'agirait d'un liquide non visqueux, alors qu'il est clair que le couplage étroit qui existe entre les mouvements des particules nucléaires individuelles devrait au contraire se traduire par une forte viscosité. Tout cela nous montre les limitations qu'il convient d'apporter à l'emploi du modèle de la gouttelette liquide.

Il semble préférable pour notre objet d'avoir recours à un autre modèle nucléaire [2] : celui qui consiste à représenter le noyau comme la superposition de toutes ses *partitions*. Par exemple, une particule α peut être représentée comme somme de deux deutons, ou d'un deuton et d'un proton, ou encore d'un noyau d'hélium de masse 3 et d'un proton. La fonction d'onde du noyau est la somme de termes correspondant à chacune de ces configurations. Chaque terme est, tout au moins en première approximation, le produit d'une fonction des distances des centres de gravité des divers constituants et d'une fonction *interne*, décrivant la configuration intérieure à chaque constituant. L'importance relative de la première fonction marque la proportion de temps pendant lequel on peut considérer que le

(1) F. Joliot, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 341; I. Curie et P. Savitch, *ibid.*, p. 343; L. Meitner et O. R. Frisch, *Nature*, 143, 1939, p. 239.

(2) J. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 1083 et 1107.

noyau *séjourne* dans la configuration correspondante. En somme le noyau est ainsi remplacé par une somme d'oscillateurs harmoniques correspondant aux diverses partitions de ce noyau.

Ceci posé, dans le premier stade de la théorie des chocs nucléaires, on admettait que la particule incidente communique son énergie à *une* particule nucléaire. Puis, dans le second stade, on a admis que cette énergie est communiquée à *toutes* les particules nucléaires. Il semble maintenant (³), surtout pour les noyaux lourds, qu'on puisse admettre un processus intermédiaire, l'énergie étant localisée, au moins pendant un certain temps, dans une partie seulement du noyau. Naturellement la possibilité d'admettre de tels processus dépend de la vitesse de la particule incidente; si la longueur d'onde de celle-ci est trop grande vis-à-vis des dimensions nucléaires, il ne paraît pas possible qu'ils aient lieu de façon sensible.

Supposons alors que, pendant une fraction du temps, le noyau en question puisse être considéré comme formé de deux constituants A et B. Soit ρ la distance de leurs centres de gravité. Le neutron incident viendra former avec A ou B un constituant nouveau A' ou B'. Les noyaux résultant $A'B$ et AB' sont en général différents et le mouvement d'oscillation relatif des deux constituants en sera naturellement modifié. Cela signifie que les courbes donnant l'énergie du noyau résultant en fonction de la distance ρ seront en général différentes pour $A'B$ et AB'. Ces courbes seront encore différentes suivant le degré d'excitation du constituant A' ou B'. Dans des conditions favorables, un phénomène analogue à celui de la *prédissociation*, découverte par V. Henri pour les molécules, peut donc intervenir. Ce serait à lui que dans cette interprétation se rapporteraient les phénomènes de rupture découverts récemment.

Si ces conditions favorables (courbes se coupant, niveaux d'énergie à hauteur de l'intersection) sont satisfaites, le *temps de prédissociation* est à peu près

$$t = \frac{3\rho^3\varepsilon}{j^2} A^{\frac{3}{2}} . 10^{-23} \text{sec.},$$

où ρ est la distance moyenne des deux constituants (exprimée en unités e^2/mc^2), ε est l'énergie libérée dans la dissociation (en unité mc^2), A le nombre de masse, j le moment angulaire du noyau : ce temps est sensiblement plus court que celui relatif à l'émission d'un photon γ ou

(³) H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 53, 1938, p. 675; L. Goldstein, *J. Phys.*, 10, 1939, p. 23.

d'un neutron. Il faudrait toutefois prouver que t est inférieur au temps pendant lequel *l'échauffement local*, causé par le choc du neutron se propage à l'ensemble du noyau, mais les calculs correspondants utilisent un modèle continu. Il faudrait tenir compte du couplage entre les divers modes de vibration qui, comme l'a montré Bohr, joue un rôle essentiel dans l'explication des photodésintégrations.

Si l'on admet que la rupture des noyaux radioactifs par les neutrons est analogue à la prédissociation, il reste à expliquer les ruptures constatées expérimentalement; le nombre des partitions est très considérable, mais on peut en éliminer un très grand nombre. Il semble toutefois probable que plusieurs types de rupture peuvent se présenter.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur l'intensité des neutrons dans la radiation cosmique.* Note [1] de MM. **Hans von Halban** jun., **Lew Kowarski** et **Michel Magat**, présentée par M. Jean Perrin.

Depuis la découverte des neutrons, la question de leur présence dans la radiation cosmique a été posée à plusieurs reprises. Une série de travaux [2] a mis en évidence l'existence d'effets dus à la radiation cosmique et sensibles à la présence de la paraffine; citons, en particulier, la désintégration du bore avec production de particules chargées.

Nous avons réalisé quelques expériences qui, d'une part, confirment la présence des neutrons dans la radiation cosmique et, d'autre part, permettent d'évaluer leur intensité.

Pour déterminer l'intensité d'un flux de neutrons dont l'énergie est inconnue, seule la méthode développée par Amaldi et Fermi [3] peut être utilisée : on ralentit tous les neutrons dans une substance hydrogénée et l'on détermine l'intégrale de la densité des neutrons thermiques; on obtient ainsi le nombre de neutrons incidents par unité de temps. Pour obtenir une grande sensibilité dans la détection des neutrons il faut utiliser une solution hydrogénée d'un élément qui présente une grande section efficace pour la

(1) Séance du 13 février 1939.

(2) Fünfer, *Naturwiss.*, 25, 1937, p. 235; *Zeits. f. Phys.*, 111, 1938, p. 351; Schopper, *Naturwiss.*, 25, 1937, p. 557; Rumbaugh et Locher, *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 855; Clay, *Congrès du Palais de la Découverte*, Paris, 1937; Schein et Wilson, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 304; Froman et Stearns, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 969.

(3) *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 899.

capture des neutrons thermiques. Les noyaux radioactifs formés dans la solution peuvent être concentrés, dans certaines conditions, d'après la méthode de Szilard et Chalmers ([4]) qui offre l'avantage d'une intégration automatique de la densité des neutrons thermiques. De plus, grâce à cette méthode, la nature de la radiation peut être mise en évidence d'une manière incontestable, puisque le radioélément formé peut être identifié par sa période et par ses propriétés chimiques.

Nous avons mis en évidence à Paris la formation du radioélément $^{80}_{35}Br$ (4,5 heures) dans le bromure d'éthyle en absence de toute source de neutrons. La quantité formée indique que la radiation cosmique produit des neutrons thermiques dans des substances hydrogénées à raison de 2 neutrons thermiques par minute et par centimètre carré dans une couche équivalente (en nombre d'atomes H) à 6^{cm} d'eau. D'autre part l'absorption dans l'eau de la radiation primaire qui forme ces neutrons thermiques est très faible (s'il s'agit de neutrons rapides leur énergie doit ainsi être supérieure à 10^6 eV). Nous pouvons dire que la production totale (c'est-à-dire la production dans une épaisseur d'eau suffisante) de neutrons thermiques au niveau de Paris doit être supérieure à 10 neutrons par centimètre carré et par minute.

En vue d'obtenir des renseignements sur la variation de la radiation neutronique avec l'altitude, nous avons fait des essais avec du bromure d'éthyle ayant séjourné pendant une heure à une altitude de 9500 mètres, à bord d'un avion.

On observe une forte augmentation de l'intensité, ce qui prouve que la radiation ne peut pas être d'origine terrestre. Dans ce cas la formation de neutrons thermiques est de 100 par centimètre carré et par minute dans une couche de 6^{cm} en équivalent d'eau. Puisque l'absorption de la radiation primaire est ici aussi très faible, le nombre total de neutrons formés doit être supérieur à 1000 par centimètre carré et par minute.

Les nombres indiqués pour le niveau de Paris et pour l'altitude de 9500^{m} doivent être considérés comme des limites inférieures. Puisque la radiation primaire n'a certainement pas le même pouvoir pénétrant dans l'eau aux deux altitudes considérées, son intensité réelle ne varie pas, avec l'altitude, nécessairement dans le même rapport que sa limite inférieure.

Le rôle de l'hydrogène dans le ralentissement des neutrons incidents n'a

---

([4]) *Nature*, 134, 1934, p. 462; BAKKER, *Physica*, 4, 1937, p. 344.

pas pu encore être soumis à une étude quantitative : à Paris, à cause de la faible intensité du phénomène mesuré et, à haute altitude, à cause de l'exiguïté de la place mise à notre disposition

Le nombre des neutrons trouvé ainsi est sensiblement supérieur au nombre d'électrons présents dans la radiation cosmique. Il faut donc s'attendre soit à une composante très importante de neutrons primaires, soit à un mécanisme de production de neutrons par cascades ou par explosions atomiques.

Signalons que, dans le cas du brome, le radioélément de 4,5 heures peut être produit non seulement par la réaction n, γ, mais aussi par les réactions γ, n ou n, $2n$. Ces possibilités paraissent être exclues dans nos conditions à cause de leurs sections efficaces beaucoup trop petites. L'attribution de l'activité produite aux neutrons est donc très plausible, à moins d'admettre que cette activité est due à un type jusqu'ici inconnu de réaction nucléaire.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Absorption des oximes à l'état solide dans l'ultraviolet.* Note [1] de Mme **Thérèse Guilmart**, présentée par M. Jean Perrin.

L'étude spectrale des oximes en solution a mis en évidence une différence notable d'absorption entre les oximes des monoalcoylphénones (I) et les oximes des trialcoylacétophénones (II) [2] et [3]. Les unes sont *absorbantes* et leur structure s'accorde avec la formule classique (III); les autres sont *transparentes* et leur spectre correspond à celui d'un composé pour lequel les atomes du groupement fonctionnel sont saturés comme dans la forme isooxime (IV). On a montré [4] (étude de la bande NH dans l'infrarouge) que la proportion d'isooxime pour ces corps est faible; ce n'est donc pas cette structure qui peut être cause de la différence d'absorption : il faut donc admettre une isomérie spéciale, due à une modification dans la valeur des angles valentiels [5], ce qui entraînerait une disparition du *couplage* entre le noyau aromatique et le groupement fonctionnel. Il était

---

[1] Séance du 13 février 1939.

[2] Mme P. Ramart et Mme M. Grumez, *Bull. Soc. Chim.*, 53, 1933, p. 14.

[3] Mme P. Ramart et Mme Bruzeau, *Bull. Soc. Chim.*, 53, 1933, p. 135.

[4] R. Freymann et Mme M. Freymann, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 850.

[5] Mme P. Ramart et J. Hoch, *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1938, p. 848.

donc intéressant d'*étudier les spectres de ces oximes à l'état solide*, ce qui écarte l'influence du solvant et la possibilité d'équilibre entre formes isomères. Nous avons examiné les spectres d'absorption des diverses oximes à l'état de poudre, par la méthode de réflexion précédemment décrite ([6]).

$$\begin{matrix} C^6H^5 \\ R \end{matrix}\!\!>\!CO \qquad \begin{matrix} C^6H^5 \\ (R)^3\equiv C \end{matrix}\!\!>\!CO \qquad \begin{matrix} C^6H^5 \\ R \end{matrix}\!\!>\!C=N-OH \qquad \begin{matrix} C^6H^5 \\ (R)^3\equiv C \end{matrix}\!\!>\!\underset{\diagdown O \diagup}{C-NH}$$

(I). (II). (III). (IV).

Les courbes 1 et 2 (*fig.* 1) nous indiquent que les oximes des monoalcoyl-

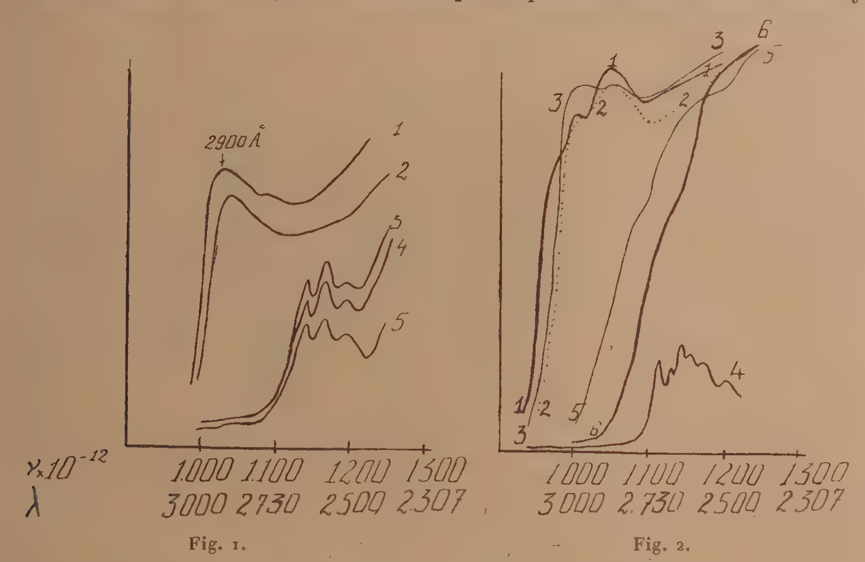


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Oximes des : 1, propylacétophénone; 2, éthylacétophénone; 3, triméthylacétophénone; 4, diméthyléthylacétophénone; 5, diméthyloctylacétophénone.

Fig. 2. — Oximes des : 1, indanone; 2, α-α-diméthylindanone; 3, tétralone; 4, α-α-diméthyltétralone; 5, benzosubérone; 6, α-α-diméthylbenzosubérone.

Bandes fines des trialcoylacétophénones : 2635, 2570, 2510 A. Bandes fines de l'oxime de l'α-α-diméthyltétralone : 2688,5; 2652,5; 2622,5; 2610; 2580; 2490 A.

phénones sont, vers les grandes longueurs d'onde, beaucoup plus absorbantes que les oximes des trialcoylacétophénones.

Il est à noter que toutes les oximes des monoalcoylphénones ont la même absorption, quel que soit l'alcoyl substitué; il en est de même pour les oximes destrialcoylacétophénones : les petites différences d'intensité entre

---

([6]) Mme T. Guilmart, *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1938, p. 1209.

les courbes 1 et 2 ou 3, 4, 5, sont de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales.

Nous avons examiné également les oximes des benzocyclanones (V), où $n = 1$, 2 ou 3 et les oximes des α-α-diméthylbenzocyclanones (VI) (*fig.* 2).

Nous avons constaté, pour les oximes de la série à chaîne ouverte, une influence des alcoyls en position α par rapport à la fonction oxime sur le couplage des chromophores de la molécule (déformation des angles valentiels). Pour la série d'oximes des benzocyclanones, cette influence ne s'exerce pas dans tous les cas : il semblerait qu'elle dépende du nombre d'atomes de carbone qui forment le noyau cyclanique. Ainsi, les oximes de l'indanone et de l'α-α-diméthylindanone qui ne présentent presque pas de différence d'absorption seront représentées par les formules classiques (VII) et (VIII).

Quand le cycle augmente d'un atome de carbone, cette influence s'exerce comme dans la série à chaîne ouverte : l'oxime de la tétralone aurait la structure suivante (IX). L'oxime de l'α-α-diméthyltétralone serait son isomère, mais avec des angles valentiels déformés. Lorsque le cycle augmente encore d'un atome de carbone, cette influence s'atténue.

$$
\begin{array}{ccc}
\begin{array}{c} C^6H^3 \\ (CH^2)^n \quad\quad CO \\ CH^2 \end{array} &
\begin{array}{c} C^6H^4 \\ (CH^2)^n \quad\quad CO \\ C(CH^3)^2 \end{array} &
\begin{array}{c} C^6H^4 \\ CH^2 \quad\quad C{=}N{-}OH \\ CH^2 \end{array} \\
\text{(V).} & \text{(VI).} & \text{(VII).}
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{cc}
\begin{array}{c} C^6H^4 \\ CH^2 \quad\quad C{=}N{-}OH \\ C(CH^3)^2 \end{array} &
\begin{array}{c} C^6H^4 \\ CH^2 \quad\quad C{=}N{-}OH \\ CH^2 \;\; CH^2 \end{array} \\
\text{(VIII).} & \text{(IX).}
\end{array}
$$

En résumé, les mesures d'absorption des oximes à l'état solide confirment les résultats obtenus concernant l'analyse spectrale de leurs solutions. Ces corps existent sous deux formes ayant des spectres très différents. Pour l'une de ces formes, le couplage entre le noyau aromatique et la fonction est très important, pour l'autre forme ce couplage est nul. Le comportement chimique de ces substances et l'étude spectrale de leurs dérivés ont conduit à penser que l'isomérie de ces deux formes serait due à une différence dans la valeur des angles des valences issues des atomes formant le groupe fonctionnel.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les principes de la cryoscopie et la construction d'un appareil cryoscopique.* Note de M. **Yves Doucet**, présentée par M. Charles Mauguin.

Pour accroître la précision des mesures cryoscopiques, il est nécessaire d'abandonner la méthode de surfusion de Raoult, d'améliorer la mesure des températures et celle des concentrations.

Nous rappellerons en quelques mots les inconvénients de la surfusion. 1° On ne sait pas toujours si elle a cessé; 2° la formation du solide aux dépens du liquide change la concentration d'une quantité inconnue, variable avec le degré de surfusion; 3° on n'observe pas un palier de température mais un maximum; 4° malgré les corrections théoriques (Raoult, Nernst) la température calculée n'est peut-être pas celle cherchée, car la température commune à des microcristaux en petite quantité dans une phase liquide abondante n'est certainement pas celle d'équilibre thermodynamique du solide en présence du liquide.

Ces inconvénients sont connus depuis longtemps. Dès 1895 Ponsot [1] ajoutait une grande quantité de glace à la solution; la température d'équilibre entre les deux phases est bien alors la température de congélation de la solution. Avec un appareil adiabatique, on observe un palier de température. L'agitation est indispensable; elle doit correspondre à un apport de chaleur aussi petit que possible.

La mesure de la température se fera à l'aide d'un couple thermoélectrique qui donnera directement la différence des températures d'équilibre de la glace en contact, d'une part avec l'eau pure, d'autre part avec la solution. Il sera nécessaire ensuite de mesurer, sur une prise de la solution, la concentration de celle-ci. Ces diverses conditions ont été réalisées dans l'appareillage suivant.

1° *Appareil de congélation.* — La condition d'adiabatisme est obtenue en utilisant un vase Dewar argenté, complètement enfermé dans un récipient métallique, entouré de toutes parts par une grande épaisseur de glace. L'agitation et les prélèvements se font par l'intermédiaire de tubes soudés au couvercle. Le vase Dewar est cloisonné par une lame d'ébonite que les éléments du couple traversent de part en part. Les deux compartiments renferment, avec de la glace, respectivement l'eau et la solution.

---

[1] *Comptes rendus*, **118**, 1895, p. 977.

2° *Agitation.* — L'agitateur rotatif, formé par un tube de verre coudé, puise l'eau au fond du récipient et arrose la glace. Les deux agitateurs sont identiques et tournent à la même allure. La vitesse optimum du moteur est maintenue constante.

3° *Pile thermoélectrique.* — Elle se compose d'une centaine d'éléments en fil de 15/10e d'alliages BTE-CTE des aciéries d'Imphy; les fils traversent l'ébonite, les soudures sont alternativement de part et d'autre. Ce dispositif présente, sur les couples habituels en U, les avantages suivants : *a.* faible résistance (2 ohms); *b.* zéro atteint rapidement (une demi-heure au lieu de trois ou quatre heures) et, ensuite, inertie de quelques secondes; *c.* prise de la température moyenne de tout le liquide au lieu de la température en un point déterminé, d'où amélioration très nette des paliers. D'autre part l'usage de ces alliages spéciaux assure à la fois la précision, la constance des indications et une grande valeur de la f.e.m. (4700 microvolts/degré). L'étalonnage a été fait par un essai cryoscopique de KCl, pour lequel J. Lange [2] a donné des valeurs très précises.

4° *Potentiomètre.* — Le montage utilisé est celui de Hausrath [3]; on opère à intensité variable et résistance constante, déterminée avec précision.

5° *Galvanomètre.* — C'est un modèle à résistance moyenne (40 ohms) muni d'un shunt magnétique. Sa sensibilité maximum est de 2.10^{-9} amp/mm à 1^m.

6° *Appareil enregistreur.* — C'est la *simple drum camera* de la Cambridge Cie, légèrement modifiée. Le spot trace sur le papier photographique le palier de congélation. Il est possible, alors, de placer une droite moyenne à 1/4 de millimètre près, soit une sensibilité de 0,08 microvolt.

7° *Interféromètre.* — Les mesures de concentration sont faites sur des prélèvements de 30^{cm^3} environ à l'interféromètre à eau de Zeiss. On a trouvé avantage à opérer avec un verre rouge permettant de voir 15 à 17 franges, ce qui rejette les discontinuités de la courbe d'étalonnage en dehors de la zone de mesure et permet, néanmoins, la détermination facile de l'interfrange centrale.

La différence de température mesurée Θ est liée à la f.e.m. du couple par la relation $\Theta = Ke$, d'où

$$d\Theta = K\,de + e\,dK.$$

(2) *Zeits. phys. Chem.*, A, 168, 1934, p. 147.

(3) *Ann. Phys.*, 9, 1902, p. 522.

La discussion des erreurs montre que $K\,de = 64.10^{-6}$ degré, le terme $e\,dK$ est légèrement supérieur, mais nous montrerons ailleurs que sa valeur altère peu le tracé des courbes. L'erreur sur la concentration est pour notre appareillage $dm = 3.10^{-5}$ mol/l.

Dans ces conditions, on mesure des quotients cryoscopiques Θ/m avec une erreur relative inférieure à 0,001 lorsque Θ est de l'ordre de 0°,1 et à 0,05 lorsque Θ n'est plus que de quelques millièmes de degré.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Microdosage des ions halogénés. Test d'acido-alcalose.* Note de MM. **Clément Duval** et **Gabriel Mazars**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons décrit [1] une méthode de recherche et de distinction des ions halogénés. L'un des essais consiste à faire réagir la solution étudiée sur le ferrocyanure d'argent en présence de sulfate ferreux. Le manque d'homogénéité du papier réactif nous empêchait cependant d'utiliser la méthode pour un dosage colorimétrique.

En vue d'une détermination quantitative, nous avons alors fait usage de plaques photographiques au lactate d'argent (plaques pour diapositifs) que nous avons traitées sans précautions spéciales, à la lumière, par une solution aqueuse de ferrocyanure de potassium à 10 pour 100. Après lavage soigné avec l'azotate d'argent à 1 pour 100 puis avec l'eau distillée, les plaques fournissent une émulsion au ferrocyanure d'argent bien homogène restant parfaitement incolore après l'immersion pendant une dizaine de secondes dans la solution de sulfate ferreux à 10 pour 100. La plaque séchée peut être divisée avec un diamant en bandes de 1^{cm} de large et 10^{cm} de long qui sont conservées en vase clos, à l'abri de la lumière.

Pour effectuer une analyse quantitative, nous préparons une sorte de plaquette à touche de la façon suivante : L'une des bandes reçoit du côté gélatine, l'empreinte d'un emporte-pièce de 6^{mm} de diamètre, de façon à délimiter des surfaces circulaires égales, alignées, au nombre de 11; avec une pointe de canif, nous soulevons d'un seul coup la gélatine extérieure aux cercles. Le premier de ces cercles est séparé avec un diamant; il reçoit la goutte à analyser; les dix autres restent solidaires et sont additionnés séparément d'une goutte de solutions étalonnées d'halogénures. La compa-

---

(1) *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 862.

raison de la teinte de l'essai avec l'un des témoins permet d'apprécier, après lavage avec l'eau distillée, au bout de deux minutes, des quantités d'ions halogénés évaluées en chlore, comprises entre $0^{\gamma},3$ et 15^{γ}, avec une précision atteignant 3 pour 100 à ces faibles teneurs.

Nous avons alors adapté cette méthode à la détermination rapide du rapport chloré érythro-plasmatique. Une goutte de sang est prélevée à la pulpe du doigt et séparée par l'hématocrite en plasma et globules. Avec une pipette mélangeur de Potain, nous prélevons des globules jusqu'au trait 1 et remplissons d'eau distillée jusqu'au trait 101. Avec une autre pipette aussi identique que possible, nous recueillons du plasma dans la moitié seulement du capillaire de façon à disposer d'une quantité exactement moitié moindre de plasma que de globules; puis, nous complétons encore avec l'eau distillée jusqu'au trait 101. D'ailleurs, dans deux tubes de verre bien transparents et identiques, par exemple ceux d'une centrifugeuse, nous déposons une grosse goutte de suspension aqueuse de ferrocyanure d'argent, une goutte de sulfate ferreux à 10 pour 100 et 1^{cm^3} d'eau distillée. Dans chacun d'eux et simultanément, nous ajoutons le contenu des deux mélangeurs de Potain. Au bout de deux minutes, la teinte bleue apparue est comparée en examinant les tubes, en bout, sur fond blanc. Les teintes sont identiques pour un rapport érythro-plasmatique normal, c'est-à-dire égal à 0,50; sinon, il y a prédominance dans le tube à globules en cas d'acidose ou dans le tube à plasma en cas d'alcalose. Une variation de 5 pour 100 est aisément appréciée.

Nous pouvons connaître séparément les teneurs en chlore du plasma et des globules, en utilisant des solutions étalonnées de chlorure de sodium prélevées en égal volume.

Nous avons donc, dans l'emploi de suspensions aqueuses de ferrocyanure d'argent faciles à préparer et à conserver, une méthode de dosage colorimétrique des ions halogénés susceptible d'applications.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la réaction avec le chlore de quelques dérivés du radical phosphonitrile.* Note de M. **Georges Wétroff**, présentée par M. Marcel Delépine.

La synthèse à partir de ses éléments du paranitrure de phosphore $(PN)^n$ m'a permis de prouver récemment (¹) l'existence à température élevée de

(¹) H. Moureu et G. Wétroff, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 915.

la molécule monomère PN. D'autre part [2], j'ai pu mettre en évidence la stabilité chimique de ce groupement en préparant du chlorure de phosphonitrile $(Cl^2PN)^n$ par action directe du chlore sur le paranitrure $(PN)^n$. Cette dernière réaction au cours de laquelle on aurait pu s'attendre plutôt à la formation du pentachlorure de phosphore PCl^5, et qui, au contraire, donne presque uniquement du chlorure de phosphonitrile, conduit à admettre que le groupement PN peut se comporter dans certaines conditions comme un véritable radical libre bivalent, analogue au groupe CO. J'ai cherché la vérification de cette conception dans l'étude de l'action du chlore sur les composés contenant à l'état combiné le groupe PN.

Les nitrures de phosphore P^3N^5 et P^4N^6 ne sont pas attaqués par le chlore au-dessous de 700°, mais au delà de cette température ils brûlent lentement tous les deux en donnant naissance à un sublimé blanc qui se dépose sur les parties froides de l'appareil. Il n'y a pas rupture de toutes les liaisons P-N et le sublimé obtenu est un mélange des chlorures de phosphonitrile parmi lesquels prédomine le trimère $(Cl^2PN)^3$ avec, comme impureté seulement, une faible quantité de PCl^5 facile à éliminer.

Le chlore agit donc bien suivant les réactions principales

$$P^3N^5 + 3Cl^2 = (Cl^2PN)^3 + N^2,$$
$$3P^4N^6 + 12Cl^2 = 4(Cl^2PN)^3 + 3N^2,$$

qui prouvent que le pentanitrure de phosphore P^3N^5 et le pernitrure P^4N^6, auxquels il sera commode de conserver leurs noms usuels, doivent être considérés respectivement comme le nitrure normal et un sous-nitrure du radical phosphonitrile PN.

Si maintenant on soumet à l'action du chlore, dans les mêmes conditions que les nitrures P^3N^5 et P^4N^6, l'oxyde de phosphonitrile $(OPN)^n$, il est impossible de prévoir *a priori* à quel endroit de la molécule se fera la coupure car, comme je l'ai montré précédemment [3], l'atome d'oxygène est très fortement lié à l'atome de phosphore. Dans la molécule OPN existe, en effet, une double liaison O=P (le groupement OP est connu par ailleurs à l'état de radical libre) et une triple liaison P≡N et, d'après les données spectroscopiques, leurs énergies de formation doivent être voisines. Comme on a là une sorte d'épreuve de la stabilité des groupements OP et PN, la réaction doit conduire soit à l'oxychlorure de phosphore si ce

---

(2) H. Moureu et G. Wétroff, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 51.
(3) G. Wétroff, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 668.

sont les liaisons phosphore-azote qui sont les plus faibles, soit au chlorure de phosphonitrile dans le cas contraire.

L'expérience montre que le début de la réaction se situe aux environs de 800°. Le produit obtenu est de l'oxychlorure de phosphore $POCl^3$ accompagné d'une très faible quantité de chlorure de phosphonitrile $(Cl^2PN)^3$.

La coupure de la molécule OPN se fait donc entre le phosphore et l'azote suivant la réaction principale

$$2(OPN)^n + 3nCl^2 = 2nPOCl^3 + nN^2.$$

Quant à la formation du chlorure de phosphonitrile, elle peut être due soit à une réaction secondaire

$$2(OPN)^n + 2nCl^2 = 2(Cl^2PN)^n + nO^2,$$

soit à la décomposition partielle de l'oxyde de phosphonitrile, sous l'action de la température élevée, en nitrure et oxyde de phosphore, étudiée précédemment (³), suivie de l'action du chlore sur le nitrure formé.

Les réactions avec le chlore qui viennent d'être décrites prouvent que dans les corps où existent des liaisons phosphore-azote, celles-ci sont très stables et comparables à ce point de vue avec les groupements tels que PO, CN, SiN. Elles justifient la création de la notion d'un radical phosphonitrile, capable de se transposer en bloc d'un composé à l'autre, exactement comme le radical CN qui, par exemple, donne naissance au chlorure de cyanogène par action du chlore sur certains de ses composés.

On peut maintenant en se plaçant à un autre point de vue et en considérant les propriétés physiques des chlorures de phosphonitrile, chercher à préciser davantage leur structure.

Tout indique que ce sont des corps hautement polymérisés et, si l'on examine la molécule du paranitrure de phosphore $(PN)^n$, on est conduit à lui attribuer une structure renfermant des chaînes phosphore-azote très longues, pouvant être plus ou moins ramifiées.

Ces chaînes renfermant des atomes de phosphore trivalent peuvent être nitrurées, ce qui a été confirmé par l'expérience, certains atomes de phosphore passant à l'état pentavalent, ce qui conduit, suivant le degré de nitruration, à des composés de plus en plus riches en azote et, en dernier lieu, à la limite, au pentanitrure de phosphore $[(PN)^3N^2]^n$.

La longueur de la chaîne permettant une nitruration progressive, la composition centésimale des nitrures de phosphonitrile peut varier d'une

manière continue entre celle du paranitrure $(PN)''$ et celle du pentanitrure $[(PN)^3 N^2]''$, l'existence d'un terme défini doit donc être considérée comme exceptionnelle.

Mais, quel que soit le degré de nitruration atteint, la propriété de donner des chlorures de phosphonitrile sous l'action du chlore subsistera et doit être considérée comme caractéristique des composés du radical phosphonitrile.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation de l'acide molybdique soluble.* Note de M[lle] **Marcelle Murgier**, présentée par M. Charles Mauguin.

L'anhydride molybdique blanc MoO^3 est presque insoluble dans l'eau; l'hydrate jaune $MoO^3, 2H^2O$ peut se dissoudre à raison de 20^g environ par litre, ce qui représente une solution 0,1 M en MoO^3. Graham a signalé un *acide molybdique soluble* qu'il obtient par action de l'acide sulfurique sur le molybdate de baryum.

Dans leurs recherches sur les complexes molybdiques, MM. Darmois et Honnelaitre [1] ont eu l'occasion d'employer la préparation de Graham. Toutefois, si l'on opère sans précautions spéciales, la solution obtenue est instable; elle dépose constamment de l'acide blanc.

Poursuivant les recherches de M. Darmois, j'ai réussi à rendre cette solution stable, en prenant un certain nombre de précautions dont le détail suit.

J'ai gardé le principe de la préparation de Graham. Le molybdate de Ba est obtenu en faisant réagir une solution de Cl^2Ba sur une solution de paramolybdate d'Am, dans la proportion de 58^g $Cl^2Ba, 2H^2O$ pour 106^g de $7MoO^3, 3Am^2O, 4H^2O$. Le molybdate et le chlorure sont dissous à chaud dans 10 fois leur poids d'eau environ. A l'aide d'une pipette, on verse par très petites portions le chlorure dans le molybdate en agitant avec une baguette de verre jusqu'à apparition d'une teinte laiteuse, après quoi, on peut opérer plus rapidement. Si l'on procède trop vite au début, le précipité de molybdate de Ba coagule en une masse pierreuse inutilisable. Le précipité est d'autant plus fin que la température des solutions est plus élevée; il y a avantage à opérer à 40° au moins. La finesse du précipité favorise nettement l'attaque par SO^4H^2.

---

(1) *Ann. de Chimie*, 10e série, 3, 1925, p. 5.

Après décantation, on lave soigneusement (une vingtaine de fois) le précipité à l'eau distillée sur un entonnoir Buchner relié à une trompe à eau.

Nous avons analysé ce précipité de molybdate; contrairement à certaines indications, c'est un molybdate acide dont la formule correspond sensiblement à celle du paramolybdate d'Am; ce serait $Mo^7O^{24}Ba^3$.

Le précipité bien sec, *fraîchement préparé ou non*, est traité par une quantité d'acide sulfurique, inférieure d'environ 15 pour 100 à la quantité théorique, et diluée dans 5 fois son poids d'eau. On laisse agir 10 minutes en agitant de temps à autre. L'expérience nous a montré que le défaut d'acide sulfurique était nécessaire.

On filtre ensuite le plus rapidement possible à l'aide d'un entonnoir Buchner et d'une trompe à eau. Si la filtration est lente, le liquide bleuit par suite de la réduction de MoO^3.

On obtient alors une solution acide très transparente. Son titre est supérieur à 2 MoO^3 par litre. Elle est donc plus de 20 fois plus concentrée que la solution d'hydrate jaune. L'expérience nous a montré qu'elle pouvait se conserver, sans le plus léger trouble, pendant une semaine. Cette conservation facile nous a permis d'effectuer sur la solution des opérations qu'il était impossible d'effectuer jusqu'ici; nous signalerons entre autres la prise du spectre Raman.

CHIMIE MINÉRALE. — *Constitution de l'acide molybdique en solution aqueuse diluée*. Note (¹) de Mme **Zina Soubarew-Chatelain**, présentée par M. Paul Lebeau.

Si l'on établit la courbe représentant la variation du pH en fonction de la quantité de NaOHN ajoutée à une solution aqueuse contenant $0^{mol},025$ de MoO^3 par litre, on obtient les mêmes résultats, que l'on parte de MoO^3H^2O, monohydrate blanc, ou de $MoO^3 2H^2O$, dihydrate jaune, ces composés ayant pu être isolés à l'état de pureté depuis les travaux de V. Auger (²). La courbe obtenue est analogue à celle qui a déjà été enregistrée par A. Travers et Malaprade (³) et A. Honnelaitre (⁴).

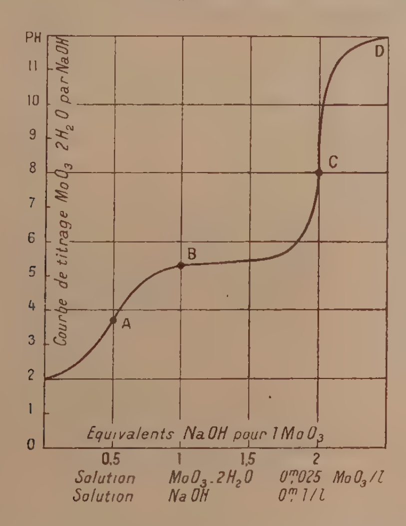
(¹) Séance du 6 février 1939.

(²) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 913.

(³) *Bull. Soc. Chim.*, 39, 1926, p. 1410.

(⁴) *Ann. Chim.*, 3, 1925, p. 31.

Sur cette courbe, on distingue trois régions : les régions OA, ABC et CD. La région OA correspond par sa forme à la neutralisation d'un acide fort. On peut admettre que A représente le point d'équivalence de cette fonction. La région ABC possède, en gros, les caractères d'un titrage d'acide faible, mais la dissymétrie de la courbe laisse prévoir qu'à ce titrage d'acide faible doit se superposer très vraisemblablement une autre



réaction. Le point C de cette dernière portion de courbe a les caractères d'un point d'équivalence.

D'après les résultats que j'ai obtenus précédemment ([5]), je suppose que la solution initiale renferme l'acide dimolybdique $Mo^2O^7H^2$, qui a une fonction acide fort monovalent, c'est-à-dire que cet acide est fortement dissocié en solution diluée suivant

$$Mo^2O^7H^2 \rightleftharpoons [Mo^2O^7H]^- + H^+.$$

D'après l'analyse de la courbe, la portion OA concerne la neutralisation de cet acide fort. A partir de A s'amorce le titrage de l'acide faible que l'on peut représenter en ions par

$$[Mo^2O^7H]^- \rightleftharpoons [Mo^2O^7]^{--} + H^+.$$

Il s'agit d'un équilibre en solution diluée ; nous pouvons donc appliquer

([5]) Z. Chatelain, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 222 ; Z. Chatelain et A. Berton, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 669.

la loi d'action des masses en confondant les activités et les concentrations

$$\frac{[Mo^2O^7]^{--}.[H]^+}{[Mo^2O^7H]^-} = K.$$

Si cet ensemble d'hypothèses est acceptable, K doit être sensiblement constant, ce dont on peut s'assurer de la façon suivante :

Soit N_{max} la quantité de soude ajoutée à la solution depuis le point A jusqu'au point B, et N la quantité de soude ajoutée, de telle sorte que le point figuratif soit compris sur la courbe entre A et B, le point N représente alors la concentration $[Mo^2O^7]^{--}$ du dimolybdate acide combiné, et l'on doit avoir sensiblement

$$\frac{N.[H]^+}{N_{max} - N} = K.$$

Dans cette équation figurent seules des données expérimentales. Le calcul fournit les résultats suivants : entre $p_H = 4,6$ et $5,1$ la valeur de K ne varie sensiblement pas : $K = 0,95.10^{-5} \pm 0,05.10^{-5}$, ce qui est très satisfaisant.

Si l'on suppose qu'au point A de la courbe correspond un tétramolybdate $Mo^4O^{13}Na^2$, il faut admettre que suivant AB se produise une réaction telle que

$$Mo^4O^{14}Na^2H^2 + 2NaOH = Mo^4O^{14}Na^4 + 2H^2O,$$

ou telle que

$$Mo^4O^{13}Na^2 + 2NaOH = Mo^4O^{14}Na^4 + H^2O,$$

car le groupement tétramolybdique doit subsister, puisque le spectre d'absorption ne change pas et qu'un même groupement doit être seul responsable de l'absorption ([5]). Dans les deux cas on devra alors avoir

$$\frac{N.[H^+]^2}{N_{max} - N} = K,$$

mais alors la valeur de K doit varier de 10^{-15} à 10^{-19}, ce qui condamne définitivement l'hypothèse de l'acide tétramolybdique dans les conditions de concentration ci-dessus indiquées. Il semble ainsi bien établi qu'en solution diluée l'acide molybdique, quel que soit l'hydrate pris comme point de départ, se trouve sous la forme

$$[Mo^2O^7H]^-H^+.$$

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'ouverture des cycles hydrofuraniques et hydropyraniques à l'aide de l'anhydride acétique.* Note de M. **Raymond Paul**, transmise par M. Robert Lespieau.

L'action de l'anhydride acétique sur les époxydes n'a été bien étudiée que dans le cas des oxydes d'éthylène, qui donnent ainsi les diacétates des diols correspondants. Par contre, on ne trouve que très peu d'exemples de rupture des cycles hydrofuraniques et hydropyraniques [1] au moyen de ce réactif : une série d'essais effectués sur divers époxydes 1.4 et 1.5 a permis de constater que l'ouverture du cycle ne se fait convenablement qu'à partir de 190° et en présence d'une petite quantité de chlorure de zinc. L'effet de l'anhydride acétique peut alors se résumer dans les deux réactions suivantes :

I. Formation d'une diacétate

$$\underbrace{CH^2(CH^2)^n.CH}_{O}.CH^2R \rightarrow CH^3CO^2.(CH^2)^{n+1}CH(O^2C.CH^3).CH^2R.$$

II. Formation d'acétates d'alcools éthyléniques 1.3 et 1.4 avec les époxydes 1.4-1.4 et 1.5 avec les époxydes 1.5

$$\underbrace{CH^2(CH^2)^n.CH}_{O}.CH^2R \begin{cases} \nearrow CH^3CO^2.(CH^2)^n\ CH{=}CH.CH^2R. \\ \searrow CH^3CO^2.(CH^2)^{n+1}CH{=}CH.R. \end{cases}$$

Le Tableau ci-dessous indique le rendement de chacune de ces réactions dans les divers cas étudiés :

Époxydes 1.5–$\underbrace{CH^2(CH^2)^3.CH}_{O}.R'$.

R'	Diacétate (pour 100).	Acétates éthyléniques (pour 100).
—H	23	0
—CH^3	24	70
—C^3H^7	10	84
—C^4H^9	11	83
—C^6H^5	résinifié	

(1) Pariselle, *Ann. de Chim.*, 8e série, **24**, 1911, p. 366; Hamonet, *Ann. de Chim.*, 9e série, **10**, 1918, p. 24; Knœvenagel, *Lieb. Ann.*, **402**, 1914, p. 111.

Époxydes 1.4–$CH^2(CH^2)^2.CH.R'$.
(pont O entre CH^2 et CH)

R'.	Diacétate (pour 100).	Acétates éthyléniques (pour 100).
H	77	0
$-C^2H^5$	22	64
C^4H^9	18	76
C^5H^{11}	15	77
$-CH^2.C^6H^5$	29	20
$-CO^2.C^2H^5$	57	traces
$(CH^2)^2.CO^2.C^2H^5$	56	traces
$CH^2(O^2C.CH^3)$	74	0
$-CH\begin{cases}CH^3\\O^2C.CH^3\end{cases}$	67	traces
$CH\begin{cases}C^2H^5\\O^2C.CH^3\end{cases}$	89	traces

Sauf dans le cas des alcoyltétrahydrofurans et des alcoyltétrahydropyrans, qui réagissent presque quantitativement, les rendements indiqués ont été calculés en tenant compte de l'époxyde récupéré. Les détails expérimentaux seront publiés dans un autre Mémoire.

L'examen de ces résultats suggère les remarques suivantes :

1° L'ouverture de l'hétérocycle, bien plus aisée dans le tétrahydrofuran que dans le tétrahydropyran, doit être vraisemblablement rapportée à la tension notable du noyau pentagonal. L'angle des valences de l'atome d'oxygène étant de 90° dans les molécules sans tension, on sait en effet que cet angle est de 88° dans le tétrahydropyran et de 105-108° dans le tétrahydrofuran (²).

Il est assez curieux toutefois que cette différence de réactivité ne se manifeste plus chez les dérivés substitués de ces deux époxydes.

2° L'importance relative des réactions I et II paraît être fonction de la polarité du substituant R'.

Si cette polarité est peu marquée ($R' = -CH^3, -C^2H^5, \ldots$), il se forme surtout des acétates éthyléniques ; le rendement de la réaction I conduisant à l'ester diacétique est alors très faible.

Au contraire, lorsque le substituant est un donneur d'électrons

$$(R' = -H, -CH^2C^6H^5, -CO^2C^2H^5),$$

(²) Hibbert et Allen, *Am. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 4115.

le rendement en diacétate augmente : avec des substituants nettement positifs comme —H ou —CO^2R, c'est pratiquement le seul produit isolable.

3° La stabilité de l'hétérocycle dépend également de la polarité des substituants : plus le caractère positif de celui-ci est accentué, plus la rupture est difficile. L'interprétation électronique de ce fait a d'ailleurs été discutée dans une Note précédente ([3]).

Le taux de la rupture, qui s'élève jusqu'à 94 pour 100 dans le cas des alcoyltétrahydropyrans et des alcoyltétrahydrofurans, n'est plus que de 30 pour 100 pour le tétrahydropyromucate d'éthyle. Il s'abaisse jusqu'à 8 pour 100 avec l'époxy-1.5-pentane.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle série d'esters des oses, les azoyl-esters.* Note de M. **Watroslav S. Reich**, présentée par M. Maurice Javillier.

Dans un but d'identification et de séparation des oses, il m'a semblé intéressant de préparer des esters caractérisés par une couleur prononcée et un poids moléculaire élevé.

J'ai trouvé qu'il est possible d'estérifier aisément les groupements oxhydryles des oses en faisant agir le chlorure d'azobenzol-*p*-benzoyle dans des conditions déterminées :

$$C_6H_5—N=N—C_6H_4—CO.Cl + HO—R =$$
$$C_6H_5—N=N—C_6H_4—CO—O—R + HCl.$$

Pour simplifier, j'appellerai le chlorure d'azobenzol-*p*-benzoyle azoylchlorure et les esters azoyl-esters.

Préparation de l'azoyl-chlorure. — J'ai préparé ce corps de la manière suivante : 5^g de l'acide azobenzolparabenzoïque sont mélangés dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant avec 15^{cm^3} de benzène. On ajoute une solution de 4^g de $SOCl^2$ dans 10^{cm^3} de benzène et on chauffe le tout 60 minutes au bain-marie. Le solvant est ensuite évaporé dans le vide à 80°; puis le résidu est repris par le benzène et le benzène de nouveau évaporé. On répète trois fois cette opération. Le résidu est dissous au bain-marie dans la quantité minima d'éther de pétrole (Éb. 60-80°).

([3]) R. Paul, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 2, 1935, p. 747.

De la solution filtrée à chaud, cristallise à 0° l'azoyl-chlorure. Ce corps recristallisé se présente en cristaux rouge foncé à reflets métalliques violacés. P. F. 93°. Le rendement est théorique.

Analyse,	C	H	N	Cl
trouvé (%)	64,04	3,91	11,8	14,33
calculé (%) pour C_6H_5—N=N—C_6H_4—COCl.	63,8	3,71	11,5	14,5

Estérification du glucose. — 25$^{cm^3}$ de pyridine (pure, sèche) sont refroidis à —20°; on ajoute alors 4^g,10 d'azoyl-chlorure. Le mélange est abandonné 30 minutes à —20° et l'on ajoute 0^g,5 de glucose sec. On laisse 3 jours à —12° et l'on ajoute 3$^{cm^3}$ d'alcool méthylique. On abandonne une heure à —20°, puis 12 heures à 0°. On sépare la partie solide qui s'est formée par filtration et on la dissout dans le chloroforme. On précipite par l'alcool éthylique absolu une poudre rouge qui est recristallisée dans le dioxane. Les cristaux rouges ont un point de fusion de 234°-236°. Le rendement est de 80 pour 100. Le pouvoir rotatoire est $[\alpha]_{6439}^{20} = +193°$ (chloroforme; conc. 1 pour 100).

Analyse,	C	H	N
trouvé (%)	69,3	4,14	11,36
calculé (%)	69,8	4,29	11,47

Ce qui correspond à la formule

$$[C_6H_5—N=N—C_6H_4—CO—]_5\,C^6H^7O^6.$$

Il s'agit de l'α-pentaazoyl-*d*-glucopyranose.

Estérification du fructose. — L'estérification s'effectue dans les mêmes conditions que pour le glucose. Après l'estérification et l'addition d'alcool méthylique au mélange estérifiant, la pyridine et l'alcool méthylique furent évaporés à sec sous pression réduite. Le résidu fut dissous dans la quantité minima de chloroforme à froid et l'ester séparé par précipitation par l'alcool absolu. Ce précipité fut recristallisé dans CCl^4. Cristaux rouges : P. F. 135-136°, pouvoir rotatoire $[\alpha]_{6,439}^{20°}$ — 345° (chloroforme; conc. 1 pour 100).

Analyse,	C	H	N
trouvé (%)	69,32	4,47	11,25
calculé (%)	69,8	4,29	11,47

Il s'agit du β-pentaazoyl-*d*-fructopyranose.

L'obtention de ces esters permettra, grâce à leur coloration et à leur aptitude à être adsorbés, la séparation chromatographique et, grâce à leur poids moléculaire élevé, l'élaboration d'une microméthode.

MÉTÉOROLOGIE. — *La détermination instantanée et sans calcul de toute altitude d'une radio-sonde.* Note [1] de M. **Jean Lugeon**, présentée par M. Charles Maurain.

Pour déterminer l'altitude d'une radio-sonde émettant la pression, la température et l'humidité, on opère par tranches d'air superposées, ce qui exige souvent des calculs fastidieux. En balistique et en météorologie, il est actuellement nécessaire d'aller plus vite et plus exactement. Je propose pour cela les méthodes suivantes, présentant l'avantage de n'exiger aucun calcul, d'être quasi instantanées avec une précision mathématique surabondante, quant aux données instrumentales des radio-sondes des temps présents.

Soit $\Delta h = f(p, t_v)$ la courbe d'état de l'atmosphère donnée par la radio-

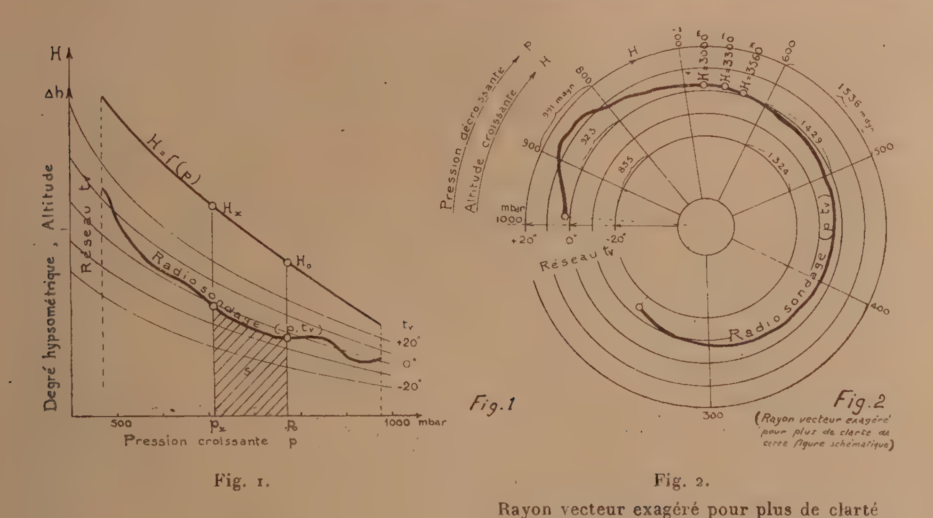


Fig. 1.

Fig. 2.
Rayon vecteur exagéré pour plus de clarté de cette figure schématique.

sonde (*fig.* 1), où Δh, porté en ordonnées, est le degré hypsométrique, c'est-à-dire la variation d'altitude en mètres-dynamiques, pour une variation de

(1) Séance du 13 février 1939.

1 millibar à un niveau de pression p quelconque, portée en abscisses, et cela pour une température corrigée de l'humidité, appelée température virtuelle t_v. Dans ce système de coordonnées, la température forme donc un réseau d'isolignes t_v = constante. La courbe d'état est dessinée dans ce réseau pendant l'ascension même du ballon, ce que la pratique rendra possible. On démontre facilement que l'altitude quelconque H_x, portée en ordonnées, entre deux pressions quelconques p_0 et p_x est

$$H_x = \int_{p_0}^{p_x} f(p, t_v)\, dp = \int_s h,$$

soit la surface s, comprise entre les ordonnées élevées sur p_0 et p_x, le segment de la courbe d'état et les abscisses. On voit donc qu'un seul coup de planimètre donne instantanément une altitude quelconque, voire le sommet du sondage. Lorsqu'on doit dessiner point par point toute la courbe d'altitude $H = f(p)$, on peut même se dispenser de cette opération. En effet, dans les mêmes axes, la courbe intégrale de Δh n'est autre que cette courbe d'altitude du ballon $H = f(p)$, car on peut écrire

$$\Delta h = f(p) = \frac{dH}{dp}.$$

Alors

$$H = \text{const.} + \int_{p_0}^{p_x} f(p)\, dp = C + \int_{p_0}^{p_x} f(p, t_v)\, dp.$$

Cette courbe intégrale, qui définit dans l'espace la position de tous les éléments désirés du sondage, se dessine d'elle-même par le traceur d'un intégraphe d'Abdank-Abakanowitz, en suivant avec la pointe sèche de cet instrument, la courbe d'état expérimentale (p, t_v). Ainsi, à l'éclatement du ballon, le dépouillement est déjà terminé.

Si l'on porte le radiosondage (p, t_v) en coordonnées polaires, l'argument étant les millibars, Δh le rayon vecteur et les isolignes t_v un réseau de spirales, on montre, par analogie, de la même manière, que l'altitude H est donnée à tout instant par la simple lecture d'un curvimètre qui suit la ligne (p, t_v) tracée dans ce réseau, à condition que le plan de sa roulette reste constamment perpendiculaire au rayon vecteur. La même opération est réalisée plus précisément par un planimètre radial d'Amsler. De ce principe découle l'importante simplification graphique suivante. On substitue H à ΔH. Il vient alors $H = f(p, t_v)$. Portons dans notre système de coordonnées polaires (*fig.* 2), les H le long de cercles concentriques au pôle et

ceci linéairement, de telle sorte que chacun de ces cercles parallèles soit une température $t_v =$ const.

L'argument (l'angle) est alors p, qui varie non linéairement, et la fonction devient $H = f(p, t_v) = H_{arc} = f(\text{arc}\, p, t_v)$.

On reporte le sondage (p, t_v), comme dans les cas précédents, dans ce réseau de cercles parallèles $t_v =$ constante. Soit le curvimètre, dans les conditions précitées, soit le planimètre-radial, donne alors à tout instant la ligne intégrale de notre fonction, soit $H_x = \int_{p_0}^{p_x} (\text{arc}\, p, t_v)\, dp$, entre deux niveaux de pression quelconques, par exemple p_0 au sol et p_x à l'altitude absolue H_x au-dessus du sol.

Cette dernière méthode est extrêmement simple, puisqu'il n'y a qu'à suivre avec le traceur du planimètre-radial la ligne donnée par la radiosonde (p, t_v), laquelle a la forme d'une spirale, et à lire sur le compteur à roulette, l'altitude correspondant à toute pression de son choix, inscrite une fois pour toutes sur la circonférence.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action exercée sur la caryocinèse et la cytodiérèse par quelques hydrocarbures et leurs dérivés*. Note de M. **Pierre Gavaudan**, Mme **Noélie Gavaudan** et M. **Joseph-François Durand**, présentée par M. Marcel Delépine.

Après Shmuk [1] nous avons montré que le naphtalène possédait une ébauche d'activité mito-inhibitrice rappelant celle exercée par l'acénaphtène; nous avons indiqué que cette propriété était partagée à un moindre degré par le diphényle. Dans cette Note nous précisons l'action du naphtalène et nous indiquons les premiers résultats des recherches que nous poursuivons sur l'action des hydrocarbures sur la caryocinèse. La jeune racine de *Triticum vulgare* (blé Vilmorin de semence n° 27) a été prise pour test.

Le naphtalène produit un certain effet d'inhibition de la caryocinèse suivi de toxicité variable selon la dose. Au début de l'action des vapeurs saturantes on trouve un grand nombre de figures cinétiques altérées à tous les stades et rappelant plus ou moins l'*effet Dustin* [stathmocinèse [2]],

---

[1] *C. R. de l'Acad. des Sc. de l'U. R. S. S.*, 19, 1938, p. 189.
[2] A. P. Dustin, *Arch. f. exper. Zellfors.*, 22, 1939, p. 395-406.

obtenu au moyen de la colchicine ou de l'acénaphtène. L'action initiale du naphtalène entraîne une modification de l'appareil achromatique surtout très visible aux stades anaphase et télophase. Les perturbations provoquées par une exposition de 2 à 10 heures aux vapeurs saturantes de naphtalène sont les suivantes : il se reconstitue, à la suite des cinèses avortées ou incomplètes, des noyaux de restitution anormaux plus ou moins déformés, ou profondément échancrés, réniformes et même annulaires. Ces noyaux comprennent en réalité deux noyaux fils plus ou moins soudés ou individualisés, selon le degré de sévérité de l'altération fusoriale. On ne peut prolonger l'action des vapeurs au delà d'une vingtaine d'heures sans un fort effet toxique.

D'autre part, sous l'influence du naphtalène la formation de la membrane cellulaire et la cytodiérèse s'effectuent anormalement. A la place de la régularité de cloisonnement ordinairement rencontrée dans la racine de *Triticum*, on observe sous l'influence du naphtalène de nombreuses anomalies. Les membranes, parfois sinueuses, se *constituent obliquement ou perpendiculairement au plan normal*. Les processus atypiques de cloisonnement divisent parfois la cellule mère en plus de deux cellules filles. Cette action du naphtalène, dépendant de l'altération du fuseau, rappelle les effets décrits par M. Navashin (3) et nous-mêmes (4) après action ménagée de l'acénaphtène. Nous réservons à une étude ultérieure l'éventualité de la production par le naphtalène, dans certaines conditions, de cellules définitivement polyploïdes ainsi que la description des tuméfactions radiculaires obtenues par action de faibles doses de naphtalène.

D'après Shmuk, l'augmentation d'intensité chez l'acénaphtène d'une propriété esquissée chez le naphtalène obéirait à la règle générale qui veut que l'adjonction d'un cycle 5 à un système de cycles 6 exalte en général certaines activités biologiques (hormones sexuelles, carcinogènes). Dans quelle mesure l'activité du naphtalène est-elle comparable à celle de l'acénaphtène et de la colchicine? Cette action modificatrice exercée sur la caryocinèse est-elle réellement l'ébauche de l'*effet Dustin* de l'acénaphtène? Étant donnée la toxicité surajoutée du naphtalène, faut-il supposer une action banale, détournée et sans spécificité, comme peuvent l'exercer chez les végétaux, par des mécanismes peut-être divers, des agents variés tels

---

(3) *C. R. de l'Acad. des Sc. de l'U. R. S. S.*, **19**, 1938, p. 193.

(4) P. Gavaudan, N. Gavaudan et J.-F. Durand, *C. R. Soc. Biol.*, **129**, 1938, p. 559; *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1124; *C. R. Soc. Biol.*, **130**, 1939, p. 53.

que d'autres hydrocarbures, l'hydrate de chloral ([5]), le cacodylate de soude (recherches en cours de cette substance)? Pour apporter quelques-uns des éléments de réponse à ces questions, nous avons entrepris la préparation et l'essai de diverses substances du type de l'acénaphtène. Si l'acénaphtylène, aussi volatil que l'acénaphtène, en possède toute l'activité, il n'en est pas de même de l'acénaphtène-dione et de la bi-acène-dione peu volatiles et inactives. Mais c'est surtout l'étude des dérivés 1-8 du naphtalène qui nous renseignera ultérieurement sur l'utilité ou la nécessité de la présence du cycle 5, relativement à l'augmentation d'activité et à la perte de toxicité de l'acénaphtène.

Nous avons également essayé divers hydrocarbures, dont le benzène aux vapeurs très toxiques. Nous confirmons l'inactivité du fluorène déjà notée par Shmuk. Cette substance possède deux cycles 6 et un cycle 5 mais pas de noyau naphtalène. De même le carbazol est inactif. Le 7-isopropyl-1-méthyl-phénantrène (rétène), le triphénylméthane, l'anthracène sont inactifs. Le diphényle étant légèrement actif et fort peu toxique, nous avons essayé diverses substances à deux noyaux benzéniques. L'oxyde de phényle, le diphénylméthane sont actifs mais très toxiques, même à l'état de vapeurs. Le stilbène, la cétone de Michler sont inactifs. La benzophénone peut être utilisée par contact ménagé pour provoquer des anomalies diverses telles que cloisonnements anormaux, caryomérites, cellules à 3 ou 4 noyaux.

Le phénanthrène enfin montre une activité (déviation des plans de cloisonnement) douteuse, parce que variable selon l'origine du produit. Il est possible que l'activité du phénanthrène soit due à une impureté que nos essais d'isolement nous ont montrée d'ailleurs toxique. Des recherches sont en cours sur ce sujet important au point de vue théorique puisque le phénanthrène constitue le noyau de la colchicine.

PHYSIOLOGIE. — *Mécanisme de l'hypertension post-dépressive observée après insufflation temporaire des poumons.* Note de MM. **André Tournade** et **Georges Chardon**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

N. Gréhant a signalé autrefois les troubles circulatoires que détermine une insufflation énergique et soutenue d'air dans les poumons. Pour

([5]) P. et N. Gavaudan, *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 432.

Tracé 1. — *Expérience de rein* irrigué. Le chien *I* (qui a son rein droit irrigué par les vaisseaux cervicaux de P) subit à 17^h 15 une insufflation de ses poumons pendant 1 minute 15 secondes. La pression artérielle de cet animal tombe d'emblée à zéro, puis se relève bien au-dessus de son niveau primitif quand on cesse la distension pulmonaire. — Cependant le rein « irrigué » s'est réduit de volume, par vaso-constriction nerveuse pure; et cette réaction (qui s'étend évidemment au reste de l'organisme de *I*) ne

Tracé 2. — *Expérience d'anastomose veineuse surrénalo-jugulaire.* Le chien *B* (qui cède le sang veineux de sa surrénale droite à son congénère *A*, décapsulé) subit, de *I* en *R*, une distension forcée de ses poumons. De ce fait, il présente une chute brutale de sa pression artérielle à zéro, puis une hypertension dès que l'agression prend fin. — Pendant la chute de pression l'adrénaline reste dans la glande même où elle est sécrétée : le transfusé *A* cesse d'en recevoir, ainsi qu'en témoignent le fléchissement discret de sa pression, la dilatation nette de sa rate. Mais, lorsque, chez *B*, la circulation

une distension suffisante (6 cmHg par exemple), les deux pressions, artérielle et veineuse, s'égalisent : la première tombe dans la mesure où l'autre s'élève; le cours du sang s'arrête. L'animal au bout de quelques instants urine, présente de l'extension des pattes; il ne survit guère plus de 4 à 5 minutes. A l'autopsie les cavités cardiaques droites et gauches contiennent parfois une mousse abondante comme si l'on avait injecté de l'air dans les vaisseaux, particularité que l'auteur rapporte à une déchirure des vésicules pulmonaires et des vaisseaux sanguins par l'air insufflé.

Ces expériences sont d'une reproduction facile. Tuffier et Hallion en ont confirmé les principaux résultats. Nous les avons répétées à notre tour, avec l'arrière-pensée qu'elles nous livreraient certaine particularité non signalée par nos prédécesseurs, mais dont nous ne pouvions mettre en doute l'existence : la production d'une hypertension post-dépressive, lorsqu'on interrompt la distension pulmonaire avant que l'animal n'ait succombé.

Effectivement, si, après avoir insufflé l'appareil respiratoire et maintenu ainsi la pression artérielle au voisinage de zéro pendant une à deux minutes, nous permettons brusquement à l'air comprimé de s'échapper des poumons en ouvrant la pince qui fermait la trachée, nous assistons à la reprise immédiate de la circulation : la pression veineuse tombe ([1]), le cœur se remet à battre à plein débit ([2]); quant à la pression artérielle, elle s'élève rapidement au-dessus de son niveau primitif, parfois jusqu'à 20 à 25 cmHg. C'est là un nouvel exemple de cette hypertension correctrice dont nous avons appris à connaître la fréqence après toute dépression notable. Le phénomène, proportionné à l'intensité et à la durée de l'hypotension antécédente, résulte ici, comme toujours, d'une mise en œuvre simultanée des systèmes vasomoteur et chromaffine en réplique à l'anémie bulbaire.

Que ces mécanismes interviennent effectivement tous deux, c'est ce que démontre l'emploi de nos techniques habituelles : le rein irrigué met bien en évidence la réaction neuro-vasculaire (tracé 1); l'anastomose veineuse

---

([1]) Ainsi que celle du liquide céphalo-rachidien qui s'était notablement accrue pendant l'agression.

([2]) Sur un rythme d'ailleurs ralenti. Cette bradycardie débute déjà 20 à 30 secondes après l'insufflation et persiste 3 à 4 minutes après l'expulsion de l'air pulmonaire. Elle reconnaît des causes multiples : d'abord l'excitation anémique du centre vagual; puis, si l'épreuve est quelque peu prolongée, l'anémie du myocarde lui-même; enfin, au moment de la levée de l'obstacle, l'intervention de l'adrénaline.

surrénale-jugulaire entre deux chiens démontre clairement la participation, un peu plus tardive mais en revanche plus prolongée, de l'adrénalino-sécrétion (tracé 2).

Conclusions. — En somme, nous constatons une fois de plus, à propos de l'expérience de Gréhant, avec quelle constante synergie, quelle exacte opportunité, entrent en jeu les phénomènes neuro-vasculaires et adrénalino-sécrétoires compensateurs de toute hypotension artérielle franche, quel que soit le procédé dont relève la dénivellation à corriger.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Influence de la saignée sur le pouvoir histaminasique du plasma.* Note de MM. **Georges Ungar** et **Jean-Louis Parrot**, présentée par M. Paul Portier.

On sait depuis longtemps que l'histamine introduite dans l'organisme ou formée dans celui-ci se trouve rapidement détruite et qu'injectée lentement, une dose plusieurs fois mortelle est facilement supportée. L'action destructrice exercée par les tissus sur l'histamine est attribuée aujourd'hui à la présence d'une diastase spécifique, l'histaminase [Best et Mc Henry (1)]. De nombreux auteurs ont étudié la répartition de cette diastase dans les divers tissus, et l'on sait que les organes qui en sont les plus riches sont le rein, l'intestin et le poumon. Par contre la teneur en histaminase des liquides de l'organisme n'a pas été l'objet de recherches, tout au moins à notre connaissance.

Nous avons donc entrepris l'étude du pouvoir histaminasique du sang dans diverses conditions expérimentales et cliniques. La présente Note est destinée à montrer les variations de ce pouvoir à la suite de la saignée. Pour déterminer le pouvoir histaminasique du sang nous opérons sur du plasma obtenu par centrifugation du sang rendu incoagulable par du *liquoïde Roche*. Une quantité connue de chlorhydrate d'histamine est mise en présence de $0^{cm^3},5$ de plasma, de sorte que la solution finale, complétée par du NaCl physiologique, contient $0^{\gamma},2$ de chlorhydrate d'histamine par centimètre cube. Le mélange est mis à l'étuve à 38° pendant deux heures, en même temps qu'une solution témoin contenant de l'histamine à la même concentration, mais ne contenant pas de plasma.

Au bout de 2 heures, on dose l'histamine dans les deux échantillons en

(1) *Journ. of Physiol.*, 70, 1930, p. 349.

prenant comme test la contraction de l'intestin isolé du Cobaye, ce qui permet de déterminer la quantité d'histamine disparue au contact du plasma. Cette quantité exprimée en pourcentage de la quantité totale d'histamine donne le pouvoir histaminasique du plasma. Chez le Chien, ce pouvoir varie de 0 à 20, en dehors de toute intervention expérimentale. Nous avons constaté qu'à la suite de la saignée ce pouvoir subissait à peu près constamment une augmentation. Le tableau ci-dessous donne quelques exemples de ces expériences.

Expériences.	Provenance du sang.	Histamine détruite pour 100.	
Chienne, 8^{kg}.	Veine fémorale	0	avant saignée de 110^{cm^3}
		50	après saignée de 110^{cm^3}
» 14^{kg}.	»	20	avant saignée de 100^{cm^3}
		60	après saignée de 100^{cm^3}
» 18^{kg}.	Veine jugulaire	0	avant saignée de 100^{cm^3}
		90	immédiatement après
		85	5 minutes après
Chien, 24^{kg}.	Artère	0	avant saignée de 150^{cm^3}
		85	après saignée de 150^{cm^3}
Chatte, 3^{kg}.	»	0	avant saignée de 50^{cm^3}
		85	immédiatement après
		65	15 minutes après
Chienne, 10^{kg}.	Artère	0	avant saignée de 200^{cm^3}
»	Veine jugulaire	0	
»	Veine rénale	0	
»	Veine porte	0	
»	Artère	0	immédiatement après
»	Veine jugulaire	100	
»	Veine rénale	30	
»	Veine porte	10	
Chienne, 7^{kg}.	Artère	0	avant saignée de 100^{cm^3}
»	Veine jugulaire	0	
»	Artère	20	immédiatement après
»	Veine jugulaire	70	
»	Artère	30	1 heure après
Chien, 18^{kg}.	Artère	20	avant saignée de 200^{cm^3}
»	Veine fémorale	20	
»	Veine splénique	10	
»	Artère	60	immédiatement après
»	Veine fémorale	60	
»	Veine splénique	60	
Mme R., 52 ans, 76^{kg}.	Veine superf. du bras	10	avant saignée de 200^{cm^3}
		40	après saignée de 200^{cm^3}
		50	après nouvelle saignée de 100^{cm^3}

La plupart de nos expériences ont été faites sur le Chien, quelques-unes chez le Chat et nous avons pu constater le phénomène également chez l'Homme. Nos expériences nous ont montré que le fait de l'augmentation du pouvoir histaminasique est certain, mais son interprétation est encore malaisée. La provenance de l'histaminase mise en circulation reste encore à élucider. Notre première hypothèse était que la diastase est libérée par les organes qui en contiennent le plus, c'est-à-dire par le rein, l'intestin et le poumon. Or, nous avons constaté que le sang artériel contient moins d'histaminase que le sang veineux et que les sangs veineux rénal, porte et splénique en renferment moins que celui de la veine fémorale ou jugulaire. Il semble donc que notre hypothèse primitive doit être modifiée.

Quelle que soit l'interprétation théorique de ces faits, nous pensons qu'ils peuvent, dans une certaine mesure, expliquer l'action thérapeutique de la saignée. Le cas où cette action est incontestable est celui de l'œdème aigu du poumon, phénomène attribué par de nombreux auteurs, à la suite de Frugoni [2], à une libération locale d'histamine. Nous avons pu constater nous-mêmes une élévation considérable de l'histamine sanguine aussi bien dans les cas cliniques que dans l'œdème pulmonaire expérimental. On peut donc admettre dans ce cas, et peut-être dans d'autres, que la saignée agit grâce à l'augmentation du pouvoir histaminasique.

MÉCANIQUE BIOLOGIQUE. — *Les lois fondamentales de l'hémodynamique.* Note [1] de M. **Hermann Muntz**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. C'est Euler qui, le 21 décembre 1775, a formulé le premier système d'équations pour les lois de la circulation du sang (*Opera posthuma* II, Petropoli, 1862, p. 814-823 : *Principia pro motu sanguinis per arterias determinando*). Sous une forme légèrement modifiée, ce système peut s'écrire

(I) $\mathfrak{S}_t = -\mathfrak{I}_x$ (équation de continuité);

(II) $\mathfrak{I} = \mathfrak{S} u$ (équation d'homogénéité);

(III) $u_t = -u u_x - \mathrm{P}_x$ (équation de mouvement);

(IV) $\mathfrak{S} = \alpha(x)\beta(\mathrm{P})$ (équation d'élasticité).

---

[2] *Minerva Medica*, **2**, 1930, p. 794.

[1] Séance du 13 février 1939.

Ici $\mathfrak{S}$ désigne l'aire de la section du vaisseau au lieu x, $\mathcal{J}$ l'intensité du courant, u la vitesse, P la pression et t le temps, tandis que les indices se rapportent aux dérivées partielles correspondantes; α et β sont des fonctions données; la densité du liquide est supposée $=1$. Euler suppose encore $\beta(\infty)=1$; mais on peut se débarrasser aisément de cette restriction.

2. Comme on le voit, Euler ne regarde qu'une seule dimension x de l'espace. Puis il néglige non seulement les courbures, le frottement, la viscosité et la compressibilité, mais aussi l'action translatoire, provenant de l'élasticité des parois et signalée déjà par St. Hales (*Hemastatics*, London, 1733). Depuis lors, Th. Young a éclairci de plus près le rôle important de ce champ translatoire additif [*Hydraulic investigations ... on the motion of the blood* (*Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1808, II, p. 164-186); *On the functions of the heart and arteries* (*ibid.*, 1809, I, p. 1-31), et E. H. Weber a ajouté *Über die Anwendung der Wellenlehere auf die Lehre vom Kreislauf des Blutes*, 1850; voir *Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften*, n° 6, Leipzig, 1889], en se basant sur l'expérience, la constatation, sans doute seulement approximative, que l'énergie de ce champ s'échange entre les parois et le liquide purement par les sections $\mathfrak{S}$, indépendantes en ce point les unes des autres.

3. Les auteurs nommés en 2 n'ont pas donné une analyse quantitative de leurs résultats. Introduisons le potentiel du champ élastique $-$E; soit de plus $\mathcal{E}$ la densité longitudinale de l'énergie, transmise par le liquide aux parois. En nous bornant de nouveau à une seule dimension x de l'espace, nous aurons maintenant une équation d'homogénéité énergétique, analogue à (II),

$$(\mathrm{II}_e)\qquad \mathcal{E}=\mathfrak{S}\mathrm{E};$$

puis une équation de continuité énergétique, analogue à (I),

$$(\mathrm{I}_e)\qquad \mathcal{E}_t=-\left[\left(\mathrm{P}+\frac{u^2}{2}\right)\mathcal{J}\right]_x;$$

enfin une équation hydrodynamique, généralisant (III),

$$(\mathrm{III}_e)\qquad u_t=-uu_x-\mathrm{P}_x+\mathrm{E}_x.$$

4. Pour les grandes artères (et les veines) les équations (I), (II), (II_e), (I_e), (III_e) et (IV) constituent un système complet, généralisant d'une manière bien plus conforme à la réalité (voir les auteurs cités), le système initial d'Euler. L'équation (IV), ne contenant ni $\mathfrak{S}_x$ ni P_x, suppose d'ailleurs

que les propriétés élastiques des parois se manifestent dans chaque section $\mathcal{S}$ elle-même, indépendamment aussi des sections voisines. Mais il faut dire que cette équation (IV) est, même dans les conditions d'une telle hypothèse, trop spéciale, et qu'on doit se servir d'une équation plus générale, basée sur l'expérience

$$(\mathrm{IV}_a) \qquad \mathcal{S} = \varphi(x, \mathrm{P}).$$

Dans les vaisseaux capillaires, il serait pourtant difficile de se servir des propriétés élastiques, à cause des dimensions trop petites des S. On y peut, par contre, s'appuyer sur la résistance locale ω, définie par

$$(\mathrm{IV}_b) \qquad -\rho_x = \omega\mathcal{J}, \qquad \omega = \omega(x, \rho),$$

équations préférables aussi pour les artérioles (et les veinules).

Il n'est pas difficile de généraliser les équations données pour les cas de trois dimensions (x, y, z), ou bien d'y tenir compte des ramifications, de sources possibles (osmose et sécrétion), des réactions thermiques etc.

5. Le problème *direct* de l'hémodynamique consisterait dans l'intégration du système complet donné, tant que les fonctions individuelles φ, ω et les conditions (mixtes) aux limites dans l'espace-temps pourront être regardées comme connues : inutile de dire qu'il ne s'agit alors que d'intégrales approximatives, pouvant plus ou moins satisfaire à la théorie et aux besoins de la pratique. Celle-ci d'ailleurs opère aujourd'hui, d'après une littérature récente très nombreuse, presque sans exceptions sur des équations différentielles ordinaires (en t), basées sur des considérations hydrauliques bien douteuses; on ne prend que l'équation (I) sous une forme intégrale et l'on suppose de plus, même d'une façon contradictoire, divers modules d'élasticité constants, ainsi que la vitesse des ondes pulsatoires et la résistance ω. Mais on parvient ainsi souvent à des résultats numériques trop éloignés de la vérité.

6. Le problème *inverse* de l'hémodynamique consiste, par contre, dans la détermination, plus ou moins effective, des fonctions φ et ω, supposées inconnues, en utilisant chaque fois les diagrammes nombreux que l'on peut obtenir dans cette discipline par les appareils modernes.

Le système complet, donné plus haut, peut servir dans ce but de base suffisante, au moins comme point de départ.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Constante de sédimentation et poids moléculaire de la réagine syphilitique.* Note (¹) de Mlle **Valérie Deutsch**, présentée par M. Maurice Javillier.

Une méthode de détermination de la constante de sédimentation dans une ultracentrifugeuse sans système d'observation a été élaborée par Paić (²). Cet auteur a pu calculer, par une relation simple, la constante de sédimentation de l'hémolysine spécifique de lapin (³) et son poids moléculaire (⁴). Je me suis servie de la même relation pour trouver les caractéristiques correspondantes de la réagine syphilitique.

Dans l'équation de Paić $s_0 = s'_0 (t'/t) \varphi$, s_0 est la constante de sédimentation du corps à déterminer; s'_0, la constante de sédimentation connue d'un des composants du sérum, globuline ou albumine; t et t', les temps de centrifugation, pour lesquels $c_t/c_0 = c'_t/c'_0$ et φ un facteur, qui, pour les protéides, s'approche de l'unité. Il est donc nécessaire de connaître la diminution de la concentration relative c_t/c_0 de la réagine syphilitique et celle c'_t/c'_0 d'un des composants du sérum.

Le dosage relatif de la réagine syphilitique nécessitant des quantités assez grandes de sérum, plusieurs sérums syphilitiques ont été mélangés. Ces mélanges sont centrifugés à la même vitesse (champ centrifuge : $157\,000 \times g$) pendant des temps allant de 5 à 120 minutes, dans une coupelle conique en platine, dont le fond a été garni de quatre bandes de $3 \times 133^{\text{mm}}$ de papier-filtre sans cendres. Pour un temps de centrifugation donné, il était nécessaire de faire plusieurs centrifugations et de réunir les liquides surnageants. Chaque fois 1^{cm^3} a été centrifugé. Pour trouver la diminution de réagine syphilitique après ultracentrifugation, j'ai employé la méthode de dosage relatif que j'ai décrite récemment (⁵). Il est indispensable de tenir compte de la densité optique du contrôle obtenu par le remplacement de l'antigène par l'eau alcoolisée, car le sérum centrifugé, tout en perdant plus

---

(¹) Séance du 13 février 1939.

(²) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 629.

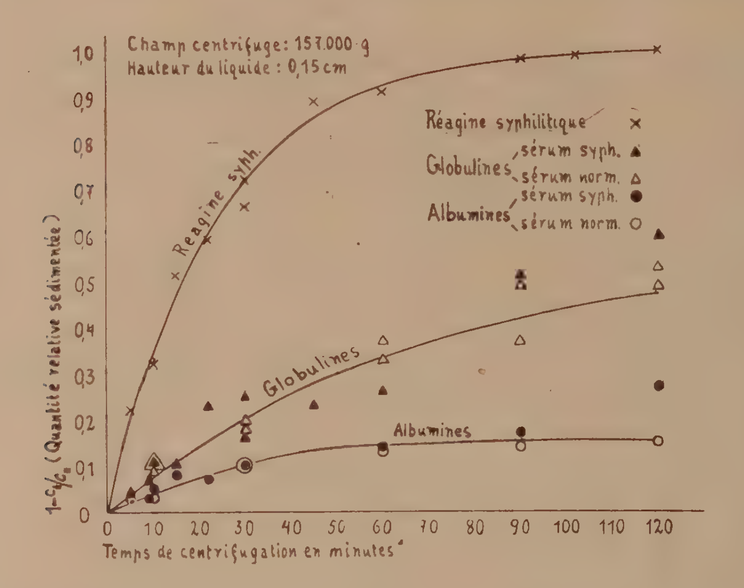
(³) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1074.

(⁴) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 21, 1939 (à l'impression).

(⁵) *C. R. Soc. Biol.*, 129, 1938, p. 1109; *ibid.*, 130, 1939, p. 58.

ou moins de réagine syphilitique, conserve pratiquement sa coloration. Les globulines ont été dosées opacimétriquement, les albumines [taux voisin de celui des protéides totaux (6)] réfractométriquement.

La figure représente la courbe de sédimentation de la réagine syphilitique et les courbes de sédimentation des globulines et des albumines des



sérums syphilitiques et normaux. On constate : 1° que la réagine syphilitique sédimente beaucoup plus vite que les globulines ou les albumines; 2° que les globulines et les albumines des sérums syphilitiques sédimentent comme ceux des sérums normaux. Ceci n'est pas étonnant, car l'étude des sérums syphilitiques et normaux a montré l'identité de leurs protéides (7). La sédimentation prouve donc, une fois de plus, qu'au point de vue chimiophysique, les protéides du sérum syphilitique se comportent comme ceux du sérum normal.

Le tableau ci-contre résume les résultats obtenus pour t'/t dans des temps de centrifugation compris entre 0 et 40 minutes.

---

(6) A. S. Mc Farlane, *Biochem. J.*, 29, 1935, p. 407, 660 et 1175.

(7) M. Paić, *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 286; *ibid.*, 199, 1934, p. 382; M. Paić et V. Deutsch, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 978; M. Paić et V. Deutsch, *C. R. Soc. Biol.*, 118, 1935, p. 119.

$1-c_i/c_0$.	$t_{\text{réag. syph.}}$	$t_{\text{glob.}}$	$t_{\text{alb.}}$	$t_{\text{glob.}}/t_{\text{réag. syph.}}$	$t_{\text{alb.}}/t_{\text{réag. syph.}}$
0,05...........	1,5	7,0	13,0	4,7	8,7
0,07...........	2,2	10,0	19,0	4,5	8,6
0,10...........	3,0	13,5	28,0	4,5	9,3
0,15...........	4,5	21,0	–	4,7	–
0,20...........	6,0	29,0	–	4,8	–
0,25...........	8,0	38,5	–	4,8	–

La moyenne de t'/t par rapport aux globulines est 4,67, par rapport aux albumines 8,87. La constante de sédimentation des globulines étant $7,1.10^{-13}$, celle des albumines $4,5.10^{-13}$, la constante de sédimentation de la réagine syphilitique sera donc $33,16.10^{-13}$ et $39,8.10^{-13}$, en moyenne $36,48.10^{-13}$.

Connaissant la constante de sédimentation de la réagine syphilitique et en supposant que sa molécule soit sphérique et que son volume spécifique soit celui de la globuline, il est facile de calculer son poids moléculaire. Celui-ci serait alors 1131000, valeur minimum, devant augmenter dans le cas où la molécule ne serait pas sphérique.

Résumé. — 1° L'ultracentrifugation a montré que la réagine syphilitique se différencie nettement des globulines et des albumines sériques. Sa constante de sédimentation $s_0 = 36,48.10^{-13}$ et son poids moléculaire $M = 1131000$ sont de beaucoup supérieurs aux constantes correspondantes des globulines ou des albumines.

2° La vitesse de sédimentation des globulines et des albumines des sérums syphilitiques ne se distingue pas de celle des sérums normaux.

BACTÉRIOLOGIE. — *Action du rayonnement radioactif sur les microbes.* Note [1] de MM. **Serge Metalnikov**, **Alexis Yakimach** et **Oleg Yadoff**, présentée par M. Louis Martin.

L'action de différents rayonnements radioactifs a été étudiée par de nombreux expérimentateurs, non seulement sur les microbes, mais aussi sur les plantes, les insectes et les animaux supérieurs.

Quant aux microbes, on a beaucoup étudié surtout la faculté microbicide des rayons radioactifs (A. Lacassagne et A. Paulin, *C. R. Soc. Biol.*, 92, p. 61 et 333; Holweck, *ibid.*, 104, 1930).

---

[1] Séance du 13 février 1939.

Nous nous sommes proposé d'étudier l'action des rayonnements radioactifs sur la structure des microbes et sur les fonctions physiologiques et pathogènes.

Nous avons fait de nombreuses expériences sur différents microbes, sarcines, bacilles tuberculeux, bacilles typhiques, vibrions cholériques et quelques autres microbes.

Comme point de départ nous avons commencé nos recherches sur les sarcines que nous avons isolées des insectes malades. Ces sarcines sont plus grandes que les sarcines ordinaires et d'une couleur jaune. La technique de nos expériences est très simple.

Nous avons utilisé du radon en tubes capillaires en verre, que nous introduisons dans des tubes à essai avec un bouillon ensemencé par des microbes. Nous donnons ci-dessous la description d'une de nos expériences.

Nous introduisons des doses croissantes du radon dans six tubes à essai, ensemencé par des sarcines. Dans le tube à essai n° 1 nous introduisons 3 mc.; dans le tube n° 2, 5 mc.; dans le tube n° 3, 20 mc.; dans le tube n° 4, 60 mc., les tubes n°s 5 et 6 servent de témoins. Nous plaçons tous ces tubes dans une étuve à 35-37°.

Après 2, 4, 10 jours nous étudions les résultats sur les frottis, colorés à la fuchsine et autres colorants.

Tandis que, dans les tubes n°s 1, 2 et 3, qui contiennent des doses croissantes du radon, l'émulsion des microbes devient de plus en plus dense que dans les tubes témoins, dans le tube n° 4, qui contient une forte dose de radon, la multiplication des microbes est très insignifiante. Nous en pouvons conclure que les doses faibles de radon stimulent la multiplication des microbes alors que les doses fortes l'atténuent et même tuent la culture.

L'action du rayonnement radioactif s'exerce non seulement sur la multiplication des microbes, mais aussi sur leur structure.

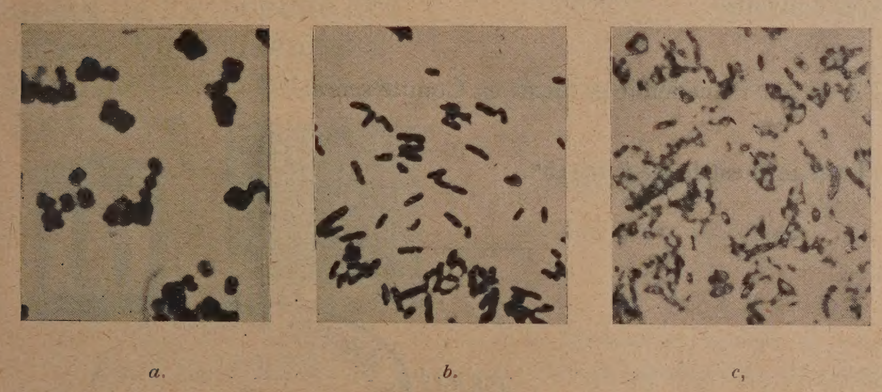
Nous donnons ci-contre des photographies de sarcines normales et de sarcines ayant subi l'action du rayonnement du radon. Ces photographies démontrent clairement les grands changements réalisés par cette action sur leur stucture (*fig.* 1).

A côté des sarcines normales, nous avons trouvé sur nos préparations microscopiques des microcoques et d'innombrables bâtonnets de différentes structures et dimensions.

Parmi les bâtonnets il y a tous les stades intermédiaires entre les

bâtonnets très petits qui ressemblent aux bâtonnets de la dysenterie et du choléra, et des microbes très grands qui ressemblent aux bacilles sporogènes.

A côté de ces microbes, nous avons trouvé, dans les milieux qui ont été



a. b. c.

a, Sarcines normales; *b*, après l'action des petites doses des rayons radioactifs; *c*, après l'action des fortes doses.

soumis à une forte action radioactive, des formations très intéressantes. Elles se présentent soit sous forme de gros bâtonnets avec deux ou trois vacuoles transparentes, soit sous forme de flèches, soit sous forme de boules allongées avec des points colorables aux pôles.

Tous nos essais d'isolement en culture pure ont été vains. En les réensemençant sur le bouillon, nous avons pu constater qu'ils reviennent aux sarcines normales.

Cependant, en agissant avec des doses plus fortes de radon, nous avons pu isoler par la dissociation microbienne plusieurs mutations plus stables.

C'est ainsi que nous avons obtenu quatre races nouvelles de sarcines qu'on ne trouve pas dans la nature : races rose, blanche, crème et jaune, qui diffèrent non seulement par la couleur, mais aussi par la structure des éléments.

Nous savons bien que l'action des rayonnements radioactifs provoque chez les plantes, les insectes et beaucoup d'autres organismes, des troubles très profonds qui amènent à la production des mutations et des races nouvelles.

Tout récemment, nous avons eu connaissance des travaux de M. Nadson [2], qui a étudié l'action des rayons radioactifs sur les levures et les champignons. Il a démontré que ces rayons accélèrent la vie des microorganismes et provoquent l'apparition des mutations et même des races nouvelles.

A $15^{h}40^{m}$ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à $17^{h}15^{m}$.

E. P.

ERRATA.



—

(Séance du 6 février 1939.)

Note de M. *Henri Cartan*, Sur les inégalités entre les maxima des dérivées successives d'une fonction :

Page 414, ligne 11, *au lieu de* $V(x)$, *lire* $V(x_0)$; formule (1), *au lieu de* $\overline{\lim}\left(\frac{A_n}{n!}\right)^{\frac{1}{n}}$, *lire* $\underline{\lim}\left(\frac{A_n}{n!}\right)^{\frac{1}{n}}$.

---

(2) G. Nadson et Philippov, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1567; *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 1875.